

REPORT DOCUMENTATION PAGE			Form Approved OMB No. 0704-0188	
Public reporting burden for this collection of information is estimated to average 1 hour per response, including the time for reviewing instructions, searching existing data sources, gathering and maintaining the data needed, and completing and reviewing the collection of information. Send comments regarding this burden estimate or any other aspect of this collection of information, including suggestions for reducing this burden to Washington Headquarters Services, Directorate for Information Operations and Reports, 1215 Jefferson Davis Highway, Suite 1204, Arlington, VA 22202-4302, and to the Office of Management and Budget, Paperwork Reduction Project (0704-0188), Washington, DC 20503.				
1. AGENCY USE ONLY (Leave blank)		2. REPORT DATE	3. REPORT TYPE AND DATES COVERED	
		2000	Dissertation	
4. TITLE AND SUBTITLE			5. FUNDING NUMBERS	
Entwicklung eines Breitstrahl-Plasmabrenners zur Behandlung planarer Oberflaechen The Development of a Wide-beam Plasma Burner for the Treatment of Planary Surfaces				
6. AUTHOR(S)				
Ralf Hartmann				
7. PERFORMING ORGANIZATION NAME(S) AND ADDRESS(ES)				
Fakultaet fuer Elektrotechnik Universitaet der Bundeswehr Muenchen				
9. SPONSORING/MONITORING AGENCY NAME(S) AND ADDRESS(ES)			10. SPONSORING/MONITORING AGENCY REPORT NUMBER	
11. SUPPLEMENTARY NOTES				
Text in German. Title and abstract in German and English, 117 pages.				
12a. DISTRIBUTION/AVAILABILITY STATEMENT			12b. DISTRIBUTION CODE	
Distribution A: Public Release.				
ABSTRACT (Maximum 200 words)				
<p>The study describes the development of an innovative wide-beam plasma burner which avoids the hitherto commonly found limitations in plasma burners and might open up new fields of application as well. The new plasma burner is compared to its predecessors in chapters two and three, the latter of which also includes a description of the usage parameters and potential of reactive plasma gases. Important characteristics of the arc discharge are discussed in chapter four. The stability of the arc discharge and the quality of the plasma lame are examined in chapter five by means of adapted electrical, magnetic, optical, acoustic, and calorimetric processes of measuring. The new burner shows marked improvement in safety, work conditions, and process gas composition.</p>				
14. SUBJECT TERMS			15. NUMBER OF PAGES	
German, UNIBW, Plasma burners, Arc discharge, Plasma gases, Process gas composition				
			16. PRICE CODE	
17. SECURITY CLASSIFICATION OF REPORT	18. SECURITY CLASSIFICATION OF THIS PAGE	19. SECURITY CLASSIFICATION OF ABSTRACT	20. LIMITATION OF ABSTRACT	
UNCLASSIFIED	UNCLASSIFIED	UNCLASSIFIED	UL	

NSN 7540-01-280-5500

 Standard Form 298 (Rev. 2-89)
 Prescribed by ANSI Std. Z39-18
 298-102

20021119 040

Universität der Bundeswehr München

**Entwicklung eines
Breitstrahl-Plasmabrenners
zur Behandlung
planarer Oberflächen**

DISTRIBUTION STATEMENT A
Approved for Public Release
Distribution Unlimited

Ralf Hartmann

Universität der Bundeswehr München

**Entwicklung eines
Breitstrahl-Plasmabrenners
zur Behandlung
planarer Oberflächen**

Ralf Hartmann

Reproduced From
Best Available Copy

Copies Furnished to DTIC
Reproduced From
Bound Originals

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Elektrotechnik
der Universität der Bundeswehr München
zur Erlangung des Grades eines

Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)

genehmigten Dissertation

Vorsitzender: Prof. Dr. rer. nat. Konrad Pilzweiger
1. Berichterstatter: Prof. Dr.-Ing. Klaus Landes
2. Berichterstatter: Prof. Dr.-Ing. Gerhard Seeger

Die Dissertation wurde am 26. Januar 2000 bei der Universität der Bundeswehr München
eingereicht und durch die Fakultät für Elektrotechnik
am 03. Februar 2000 angenommen.

Tag der Promotion: 26. April 2000*

AQ F03-02-0236

Danksagung

Herrn **Prof. Dr.-Ing. K. Landes** danke ich für die Überlassung des Themas und die Möglichkeit, diese Arbeit am Institut für Grundlagen der Elektrotechnik durchführen zu können. Sein stetes Interesse, die guten Diskussionen und seine wertvollen Hinweise und Ideen haben zu den Ergebnissen dieser Arbeit sehr beigetragen.

Herrn **Prof. Dr.-Ing. G. Seeger** danke ich für seine Bereitschaft, die Zweitkorrektur der Arbeit zu übernehmen.

In besonderer Weise bin ich auch meinen Kollegen zu Dank verpflichtet, vor allem Herrn **Dr.-Ing. G. Forster, G. Kraut, T. Streibl** und **J. Zierhut**, die mir alle auf ihre Weise bei der Anfertigung meiner Arbeit behilflich waren.

Mein Dank gilt auch Herrn **R. Graf**, der mich bei Veröffentlichungen und Vorträgen ebenso wie in Fragen der Stromversorgung und Verbrauchsmittelbeschaffung unterstützt hat.

Ohne die hervorragende Unterstützung bei den mechanischen Arbeiten durch Herrn **U. Bayrle, H. Karl, A. Mai** und **W. Wagner** wäre die Arbeit nicht durchführbar gewesen.

Außerdem möchte ich in besonderer Weise **meiner Frau** danken, die mich stets unterstützt hat und viel Verständnis für die zahlreichen Arbeitsstunden aufbrachte.

INHALTSVERZEICHNIS

1.	Einleitung	1
2.	Prinzipielle Funktionsweise konventioneller Plasmaerzeuger	4
2.1.	Thermische und nichtthermische Plasmen.....	4
2.2.	Plasmaerzeugung durch chemische Reaktionen.....	7
2.3.	Korona-Entladung	8
2.4.	Hochfrequenz- und Mikrowellenplasmen.....	10
2.5.	Elektrische Bogenentladung	12
3.	Physikalisch-technische Realisierung des Breitstrahl- Plasmabrenners	15
3.1.	Vergleich konventioneller und Breitstrahl-Plasmabrenner	15
3.2.	Stabilisationsprinzipien beim Breitstrahl-Plasmabrenner	17
3.3.	Konstruktiver Aufbau.....	20
3.3.1.	Stand der Technik von Plasmabrennern mit Langlichtbogen.....	21
3.3.2.	Breitstrahl-Plasmabrenner	23
3.4.	Zündung des Lichtbogens	28
3.4.1.	Prinzip des CIPASS-Verfahrens.....	30
3.4.2.	Analyse des Zündvorgangs.....	36
3.5.	Einsatzpotential reaktiver Gase	40
4.	Numerische Simulation der Lichtbogensäule	44
4.1.	Lichtbogenmodell.....	44
4.2.	Gleichungen zur Beschreibung des Lichtbogens.....	46
4.2.1.	Energieerhaltung.....	46
4.2.2.	Impulserhaltung	47
4.2.3.	Massenerhaltung	47
4.2.4.	Ohmsches Gesetz.....	48
4.2.5.	Gesetz von Ampère.....	48
4.2.6.	Transportkoeffizienten.....	49
4.3.	Numerisches Verfahren	49
4.3.1.	Behandlung der hydrodynamischen Gleichungen	49

4.3.2.	Behandlung der elektrodynamischen Gleichungen	54
4.3.3.	Lösung des Gleichungssystems mittels SIMPLE-Algorithmus	55
4.4.	Ergebnisse und Diskussion	58
4.4.1.	Qualifizierung des Modells mit Ergebnissen aus der Literatur	58
4.4.2.	Breitstrahl-Plasmabrenner	61
5.	Adaptierte Diagnostikverfahren und Interpretation der Meßergebnisse.....	64
5.1.	Elektrische Methoden.....	65
5.1.1.	Zeitaufgelöste Messungen der Lichtbogenspannung.....	65
5.1.2.	Strom-Spannungs-Charakteristiken.....	66
5.1.3.	Messungen der elektrischen Feldstärke.....	69
5.2.	Magnetfeldmessung mit Hallsensoren.....	72
5.2.1.	Meßprinzip und Meßaufbau	72
5.2.2.	Stationäre Auslenkungen der Lichtbogensäule	74
5.2.3.	Fluktuationen der Lichtbogensäule.....	77
5.3.	Akustische Meßmethoden	80
5.4.	Enthalpie- und Geschwindigkeitsmessungen.....	82
5.4.1.	Meßprinzip und Meßaufbau	82
5.4.2.	Meßergebnisse	88
5.5.	Optische Methoden.....	91
5.5.1.	Intensitätsprofil des Plasmafreistrahls	92
5.5.2.	Untersuchung der Durchströmung des Lichtbogens.....	94
6.	Zusammenfassung.....	98
7.	Anhang	101
7.1.	Verzeichnis der verwendeten Symbole	101
7.2.	Gültigkeitsgrenzen des Einflüssigkeitsmodells.....	104
7.3.	Verwendete Materialkoeffizienten	108
7.4.	Literaturverzeichnis	112

1. Einleitung

Die spezifischen Anforderungen moderner technischer Prozesse setzen die Herstellung innovativer Werkstoffe und Legierungen voraus, die zuverlässig bei hohen Temperaturen oder in extremen Umgebungsbedingungen eingesetzt werden können. Diese Technologien verwenden jedoch nicht nur neuentwickelte Materialien, sondern in einem weit größeren Maße veredelte bzw. funktionalisierte Stoffe, die durch geeignete Verfahren in ihren physikalischen, chemischen oder metallurgischen Eigenschaften den Anforderungen angepaßt werden.

Die Plasmatechnologie spielt in diesen Entwicklungen eine wichtige Rolle. Plasmaprozesse sind aus technischer Sicht deshalb so interessant, da sie den Einsatz extremer Temperaturen, die Produktion hochangeregter Teilchen sowie die katalytische Auslösung einer Vielzahl von chemischen Reaktionen ermöglichen. Außerdem erzeugen sie weniger Abfallstoffe im Vergleich zu konventionellen Verfahren. Bereits heute haben sich unter anderem folgende plasmagestützte Technologien etabliert:

- Reinigung von toxischen oder radioaktiven Verbrennungsabgasen [1]
- Oberflächenbeschichtungen von Werkstoffen, wie Isolationsschichten elektronischer Bauteile in Dünnschichttechnik [2], Abriebsschutzschichten in der Werkzeugindustrie [3] oder Wärmedämmschichten in der Triebwerk- und Turbinentechnik [4]
- Sterilisation von medizinischen Kleinstgeräten [5]
- Plasmalichtquellen für vielfältige Beleuchtungszwecke [6]

Wesentliche Argumente für die Nutzung der Plasmatechnologie sind die hohe Produktqualität, die Umweltfreundlichkeit der Verfahren, sowie oftmals reduzierte Fertigungskosten im Vergleich zu konkurrierenden Prozessen. Eine zu diesem Thema angefertigte Studie des Instituts für Niedertemperatur-Plasmaphysik, Greifswald (1994) mit dem Titel „Stand und Perspektiven der Plasmatechnologie“ schätzt das Marktvolumen auf jährlich 500 Mrd. US-Dollar, wobei zweistellige Wachstumsraten vorausgesagt werden.

Obwohl viele Verfahren sich bereits jetzt bewährt haben, bietet die Plasmatechnologie ein großes Potential für neuartige Prozesse und damit zu einer Erweiterung des bisherigen Anwendungsspektrums. Hierfür ist neben der Modifikation derzeitiger Prozesse die Entwicklung

Einleitung

innovativer Plasmaerzeuger erforderlich. Dies resultiert aus den Einschränkungen bisheriger Plasmaquellen und deren Eigenschaften:

- Die meisten konventionellen Plasmaquellen erfordern Prozesse, die bei Hoch- oder Feinvakuumbedingungen stattfinden. Dadurch reduzieren sich beispielsweise im Bereich der Beschichtungstechnologien die mit dem Prozeßdruck skalierenden Abscheideraten beträchtlich. Außerdem steigen die erforderlichen Investitionskosten aufgrund aufwendiger Vakuulkammern und wartungsintensiver Schleusensysteme.
- Erzwingt die ökonomische Anwendung eine flächige Behandlung im Atmosphärendruck, scheiden viele Plasmavarianten aufgrund ihrer zumeist zylinderförmigen Geometrie mit Querschnitten im Zentimeterbereich aus. Bei bahnförmigen Materialien bleibt zur vollständigen Einwirkung auf das Substrat lediglich die Möglichkeit einer Verförmung der Plasmaquelle verbunden mit einem hohen Zeitaufwand.
- Alternativ stehen Prozesse auf der Basis von Verbrennungsflammen oder von Korona-Entladungen zur Verfügung. Beide Prozessvarianten haben, wie in Kapitel 2 beschrieben wird, Einschränkungen hinsichtlich ihrer Oberflächengüte.

Ein ausgedehnter Einsatz plasmagestützter Verfahren für die Behandlung flächiger Werkstücke ist somit bislang nicht möglich. Unter dem ökonomischen Aspekt der Zeitersparnis, aber gerade auch unter dem technologischen Aspekt der Verbesserung der Verfahren zur Oberflächenbehandlung planarer Substrate ist eine neuartige Plasmaquelle notwendig. Vor diesem Hintergrund wurde in dieser Arbeit ein innovativer Breitstrahl-Plasmabrenner entwickelt, der einen gleichmäßigen, breiten Plasmastrahl erzeugt, welcher bisherige Einschränkungen vermeidet und somit neuartige Anwendungsfelder erschließen könnte.

Zum besseren Verständnis werden in den Kapiteln 2 und 3 vergleichende Darstellungen konventioneller Plasmabrenner und des Breitstrahl-Plasmabrenners gegeben. Es werden die konstruktiven Details, die Stabilisationsprinzipien und die Zündung der neuartigen Plasmaquelle beschrieben. Eine Übersicht der Betriebsparameter und das Potential reaktiver Plasmagase schließen Kapitel 3 ab.

Im Rahmen einer numerischen Simulation des Plasmaerzeugers werden in Kapitel 4 wichtige Charakteristika der Bogenentladung und deren Einfluß auf mögliche Anwendungsfelder aufgezeigt.

Einleitung

Durch adaptierte elektrische, magnetische, optische, akustische und kalorimetrische Meßverfahren wird die Stabilität der Bogenentladung und die Qualität der Plasmaflamme untersucht. Es wird gezeigt, daß im Vergleich zu konventionellen Plasmaerzeugern ausgedehntere Prozeßfenster und verbesserte Prozeßbedingungen bestehen. Dazu gehören vor allem Prozeßsicherheit, verbesserte Arbeitsplatzbedingungen und freie Wahl der Prozeßgaszusammensetzung.

Mögliche Einsatzgebiete des neuentwickelten Brennersystems und erste Prototypanwendungen werden als Ausblick im Rahmen der Zusammenfassung gegeben.

2. Prinzipielle Funktionsweise konventioneller Plasmaerzeuger

Technisch erzeugte Plasmen unterscheiden sich in Hinblick auf ihre charakteristischen Eigenschaften in einem erheblichen Maße. Aufgrund der großen Anzahl verschiedener Plasmaarten sollen nur solche im Atmosphärendruck mit einer flächigen Geometrie betrachtet werden. Zum besseren Verständnis der unterschiedlichen Plasmaarten und deren Plasmaerzeuger wird kurz eine Übersicht der entscheidenden Kenngrößen und ihre physikalischen Auswirkungen gegeben.

2.1. Thermische und nichtthermische Plasmen

Der Plasmazustand wird oftmals als vierter Aggregatzustand der Materie bezeichnet. Dieses Stadium der Materie beinhaltet eine Mischung aus Elektronen, Ionen und neutralen Teilchen. Ein Plasma ist nicht nur als Gesamtsystem elektrisch neutral, sondern auch lokal kompensieren sich die negativen und die positiven Ladungen gegenseitig [7]. Diese Eigenschaft der Quasineutralität beruht auf starken Coulombkräften, die auftreten würden, wenn das lokale Gleichgewicht von Elektronen und Ionen gestört wäre.

Zusätzlich zur Quasineutralität müssen die geladenen Teilchen in einer so hohen Anzahldichte vorkommen, daß sie die physikalischen Eigenschaften des Mediums wesentlich beeinflussen. Im Plasma sind dies vor allem Stöße zwischen den Teilchen, die bei geladenen Teilchen durch die weitreichende Coulombwechselwirkung dominiert werden [8].

Für das Massenverhältnis Γ von Atomen mit der Masse m_A und Elektronen mit der Masse m_e gilt:

$$\Gamma = \frac{m_A}{m_e} = \frac{A \cdot m_H}{m_e} = A \cdot 1840 \quad (1)$$

Die Größen A bzw. m_H bezeichnen das Atomgewicht bzw. die Masse eines Protons. Näherungsweise bestimmt der Wert Γ auch das Massenverhältnis der Ionen und der Elektronen. Der Massenunterschied zwischen den leichten Elektronen und den schweren Atomen bzw.

Prinzipielle Funktionsweise konventioneller Plasmaerzeuger

Ionen hat für die Impuls- und die Energieüberträge bei Stößen eine entscheidende Bedeutung. Durch Anwendung der Bilanzgleichungen des elastischen Zwei-Teilchen-Stoßes von Teilchen der Massen m_1 und m_2 , ist der mittlere relative Energieübertrag Π gegeben durch:

$$\Pi = \frac{\Delta E_{\text{kin}}}{E_{\text{kin}}} = \frac{2 \cdot m_1 \cdot m_2}{(m_1 + m_2)^2} \quad (2)$$

Dieses Ergebnis besagt, daß der Energieaustausch zwischen den Stoßpartnern umso geringer ist, je mehr sich deren Massen unterscheiden. Im Falle des Plasmas folgt hieraus, daß Unterschiede in den Energien innerhalb einer Teilchensorte ($\Pi = 0.5$) nach wenigen Stößen beseitigt werden können, daß aber im Falle von Teilchensorten mit Massenunterschieden ($\Gamma \neq 1$) wegen des geringen Energieaustauschfaktors Π Stoßzahlen in der Größenordnung von 10^3 Stößen für den Energieausgleich notwendig sind.

Definitionsgemäß werden „kinetische“ Temperaturen von Ionen, Elektronen und Neutralteilchen innerhalb des Plasmas deren mittleren kinetischen Energien zugeordnet. Mit der Boltzmannkonstante k_B gilt für die Temperatur T von Teilchen der Masse m und der mittleren quadratischen Geschwindigkeit $\langle v^2 \rangle$ nach dem Äquipartitionsgesetz:

$$\frac{1}{2} \cdot m \cdot \langle v^2 \rangle = \frac{3}{2} \cdot k_B \cdot T \quad (3)$$

Diese Gleichung setzt eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung der Partikelgeschwindigkeit voraus:

$$f(v) = 4 \cdot \pi \cdot v^2 \cdot \left(\frac{m}{2 \cdot \pi \cdot k_B \cdot T} \right)^{1.5} \cdot e^{-\left(\frac{m \cdot v^2}{2 \cdot k_B \cdot T} \right)} \quad (4)$$

Prinzipielle Funktionsweise konventioneller Plasmaerzeuger

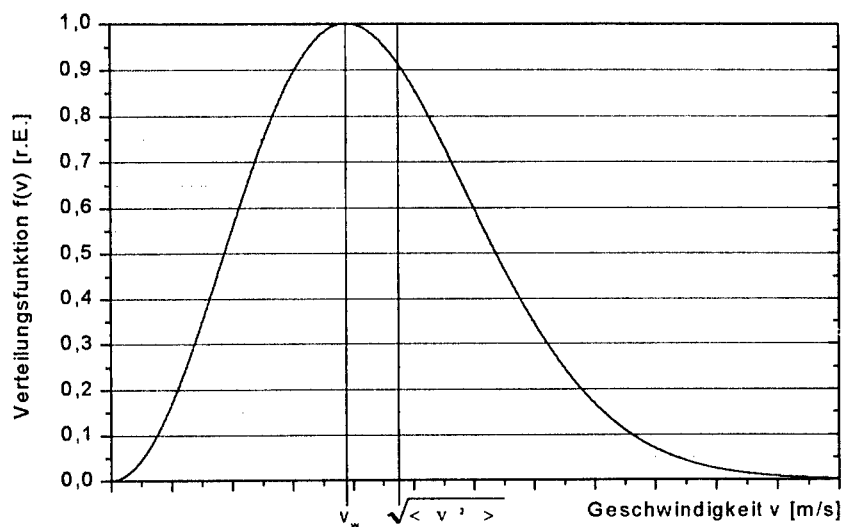


Abbildung 1: Maxwell-Boltzmann Verteilungsfunktion mit der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit v_w und der mittleren quadratischen Geschwindigkeit $\sqrt{\langle v^2 \rangle}$

In technischen Plasmen muß zur Erzeugung und Aufrechterhaltung des Plasmazustandes Energie zugeführt werden. Je nach Energiequelle und der Energieeinkopplung können die Teilchensorten unterschiedliche Energiebeträge erhalten. Im allgemeinen differieren deshalb die Temperatur T_A bzw. T_i der schweren Teilchen und die Temperatur T_e der leichten Teilchen. Damit die Temperaturen gleich sind, muß der Energiegewinn der Ladungsträger zwischen zwei Stößen wesentlich kleiner sein, als die mittlere kinetische Energie der Stoßpartner. Dieser Sachverhalt wird für den Fall der elektrischen Bogenentladung durch die Formel von Maecker (vgl. Kapitel 7.2.) beschrieben.

Eine notwendige, aber nicht hinreichende Voraussetzung für das Vorliegen eines **thermischen** Plasmas ist die Gleichheit dieser Temperaturen. Andernfalls spricht man vom **nicht-thermischen** Plasma.

2.2. Plasmaerzeugung durch chemische Reaktionen

Die Überführung von Gasen in den Plasmazustand kann durch Wärmezufuhr mittels exothermer chemischer Prozesse erfolgen. In Verbrennungsflammen wird Kohlenwasserstoffen reiner oder in Luft enthaltener Sauerstoff zugeführt, der zur Oxidation der Kohlenstoffanteile zu Kohlendioxid oder Kohlenmonoxid führt. Als Beispiel lautet die technisch wichtige Reaktion von Methan und Luftsauerstoff:



Bei einer stöchiometrischen Reaktion ergibt sich hierbei pro Kubikmeter Methan eine Wärmemenge von 93,4 MJ. Das Plasma entsteht dabei durch Stoßionisation innerhalb der etwa $T = 1700^\circ\text{C}$ heißen Flamme. Derartig erzeugte Plasmen befinden sich meist in der Nähe des thermodynamischen Gleichgewichtes, sodaß es sich um **thermische** Plasmen handelt [9].

Abbildung 2 zeigt das Schema eines handelsüblichen Gasbrenners.

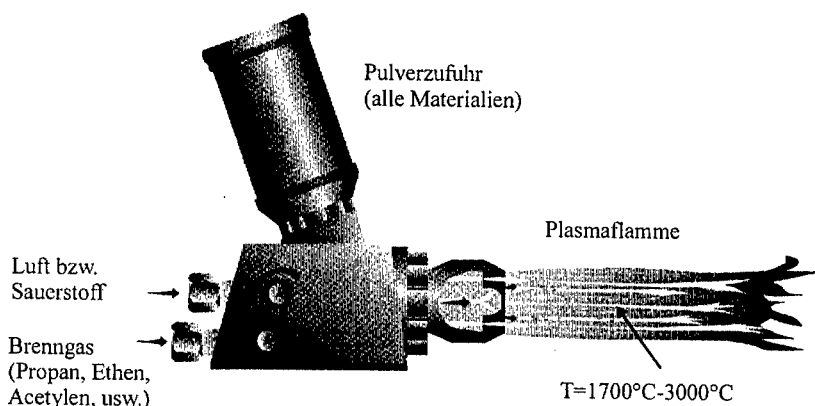


Abbildung 2: Plasmaerzeugung durch die Verbrennungsflamme eines Gasbrenners [10], Anwendung beim Flammsspritzen mit Pulver

Ein Nachteil dieser Art der Plasmaerzeugung liegt in der niedrigen Flammentemperatur begründet. Sie bewirkt einen niedrigen Wert des Ionisierungsgrads α , der das Verhältnis der Ionendichten n_i zur Summe der Ionendichten und Neutralteilchendichten n_A beschreibt:

$$\alpha = \frac{n_i}{n_i + n_A} \quad (6)$$

Deshalb können nur wenige geladene Teilchen für technische Prozesse genutzt werden. Außerdem limitiert die benötigte Gaszusammensetzung eine Erweiterung der Technologie auf kohlenwasserstofffreie Anwendungen oder Applikationen in inerter Atmosphäre.

Vorteilhaft bei dieser Variante der Plasmaquelle ist die langjährige Erfahrung der Hersteller und die kostengünstige Erzeugung des Plasmas in großtechnischen Anlagen mit Flammenbreiten bis zu zehn Metern [11].

2.3. Korona-Entladung

Die Korona-Entladung (oder auch dielektrisch behinderte Entladung) ist eine **nichtthermische**, transiente Glimmentladung, die in Elektrodenanordnungen auftritt, bei denen mindestens eine Elektrode mit einem Dielektrikum beschichtet ist.

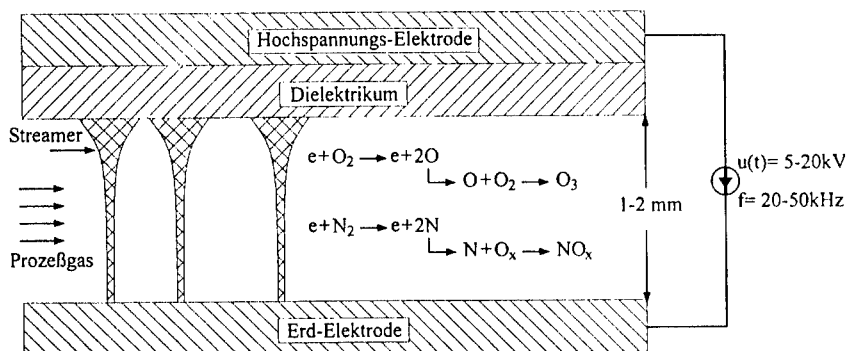


Abbildung 3: Schematische Darstellung der Korona-Entladung am Beispiel der Ozonerzeugung [12]

Beim Anlegen einer mittelfrequenten (20-50kHz) Hochspannung (5-20kV) treten im Gasspalt (siehe Abbildung 3) nach Erreichen der Zündfeldstärke, örtlich und zeitlich statistisch verteilt, lokalisierte Mikroentladungen (sog. Filamente oder Streamer) auf. Diese verlöschen typi-

Prinzipielle Funktionsweise konventioneller Plasmaerzeuger

scherweise nach einigen Nanosekunden Dauer, wenn sich auf dem Dielektrikum Oberflächenladungen angesammelt haben, die die Feldstärke im Gasspalt bis auf die Löschfeldstärke reduzieren. Eine erneute Entladung am selben Ort kann erst wieder auftreten, wenn entweder durch ein weiteres Ansteigen der angelegten Spannung oder durch einen Polaritätswechsel im Gasspalt wieder Zündfeldstärke erreicht wird.

Die Mikroentladungen werden im wesentlichen von den Elektronen getragen, die durch Beschleunigung im elektrischen Feld eine Temperatur T_e von einigen 10^4 K erhalten. In diesen Mikroentladungen werden Gasteilchen aktiviert, wobei die Gastemperatur T_h im Filament nahezu der Durchschnittstemperatur im Entladungsraum entspricht.

Die plasma-aktivierten Gase in einer Mikroentladung können eine Vielzahl von chemischen Reaktionen auslösen. Bereits seit Jahren werden Korona-Entladungen für die Gewinnung von Ozon und für die Aktivierung von Kunststoffoberflächen als Vorbehandlung vor dem Lackieren, Bedrucken oder Verkleben im industriellen Maßstab genutzt [13].

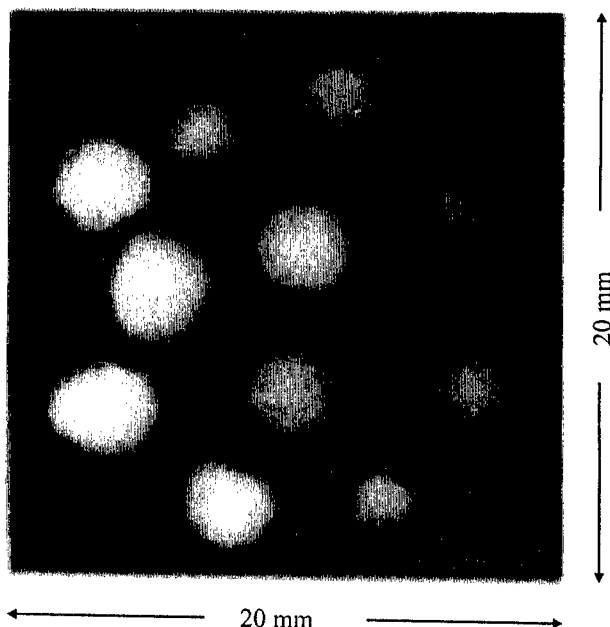


Abbildung 4: Filamentstruktur auf der Substratfläche einer Koronaentladung in Luft [14]

Trotz der bisherigen technischen Erfolge der Korona-Entladung, wird ein breiterer Einsatz durch zwei wesentliche physikalische Nachteile verhindert:

- Zum einen ist die maximale Leistung solcher Korona-Systeme durch die maximal mögliche Stromstärke beschränkt, da deren Erhöhung unabdingbar zu einer Hochstromentladung eines einzelnen Stromfadens führt [11].
- Zum anderen ist für viele Oberflächenanwendungen eine homogene Behandlung des Substrates durch das Plasma notwendig. Durch die diskrete Filamentstruktur kann dies jedoch nicht im ausreichenden Maße sichergestellt werden. Dies ist anschaulich in Abbildung 4 gezeigt, wo eine Momentaufnahme der Substratoberfläche mit einer Vielzahl von Einzelentladungen zu erkennen ist.

2.4. Hochfrequenz- und Mikrowellenplasmen

Hochfrequenz- und Mikrowellenplasmen werden durch Einkopplung von elektromagnetischen Wellen in das Plasma aufrechterhalten. Dabei tritt das Plasma nicht in direkten Kontakt mit den Elektroden. Diese Plasmen werden deshalb als elektrodenlose Plasmen bezeichnet.

Die beiden Entladungsformen unterscheiden sich in Hinblick auf die Frequenzen der Energieeinkopplung und den Einkoppelmechanismus. Der Frequenzbereich von Hochfrequenzplasmaquellen erstreckt sich von 100 kHz bis 10 MHz, wogegen Mikrowellenplasmaquellen im Frequenzbereich 10 MHz bis 10 GHz arbeiten.

Thermische Hochfrequenzplasmen werden im Atmosphärendruck meist induktiv durch zeitabhängige Spulenmagnetfelder erzeugt. Diese Felder induzieren gemäß den Maxwell-Gleichungen [15] Ströme im Plasma, die eine Aufheizung des Plasmas bewirken.

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (7)$$

Da das Plasma eine relativ hohe elektrische Leitfähigkeit σ_e besitzt, kann das Wechselfeld in das Plasma nur bis zur sogenannten Skintiefe δ eindringen. Diese Einwirktiefe kann bei vorgegebener Frequenz f , und Permeabilität μ abgeschätzt werden [16] :

Prinzipielle Funktionsweise konventioneller Plasmaerzeuger

$$\delta = \left(\frac{1}{\pi \cdot f \cdot \sigma_e \cdot \mu \cdot \mu_0} \right)^{1/2} \quad (8)$$

Werden typische Zahlenwerte der elektrischen Leitfähigkeit eines Argonplasmas bei $T = 10000 \text{ K}$ und eine Frequenz $f = 1 \text{ MHz}$ eingesetzt, ergibt sich eine Skintiefe $\delta = 9 \text{ mm}$. Das bedeutet, daß die Aufheizung des Plasmas im Zentrum der Entladung im wesentlichen durch Wärmeleitung erfolgen kann. Folglich ist die Zentraltemperatur niedriger als die Randtemperatur, wodurch der maximale Durchmesser der Entladung eingeschränkt wird. Zur Zeit sind Hochfrequenzplasmaquellen bis zu einem Durchmesser von $d = 150 \text{ mm}$ kommerziell erhältlich [17].

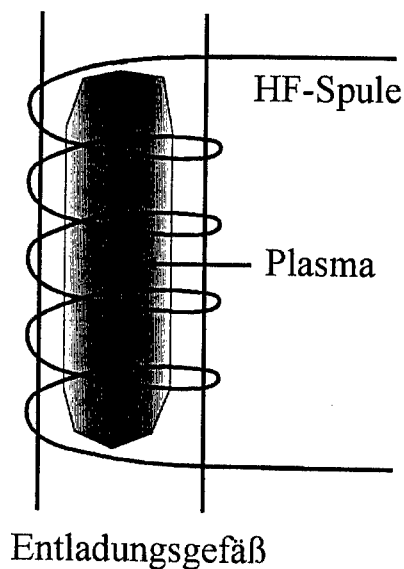


Abbildung 5: Prinzip der Hochfrequenz-Entladung [18]

Anders als bei Hochfrequenzplasmen, wird die Energie bei Mikrowellenplasmen durch sogenannte Oberflächenwellen (Travel Wave Discharge) eingekoppelt.

Hier wird in einem Mikrowellensender eine Oberflächenwelle ausgelöst, die entlang des Entladungsgefäßes wandert. Da die Welle auf ihrem Weg entlang der z-Richtung permanent

Prinzipielle Funktionsweise konventioneller Plasmaerzeuger

Energie an das Plasma abgibt, sinkt deren Energieinhalt und es wird immer weniger Energie an das Plasma abgegeben. Damit weist das Plasma eine Inhomogenität in Richtung der Wellenausbreitung auf.

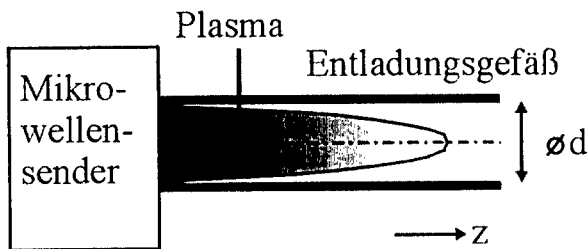


Abbildung 6: Prinzip der Plasmaerzeugung durch Mikrowellen-Einkopplung [7]

Der maximale Durchmesser solcher Entladungen ist wie bei Hochfrequenzplasmen limitiert. Derzeit sind Mikrowellenplasmaquellen mit einem Durchmesser von bis zu $d = 150$ mm verfügbar.

Mikrowellenangeregte Plasmen sind anders als Hochfrequenzplasmen im Atmosphärendruck **nichtthermische** Plasmen. Der Grund liegt in den außerordentlich hohen Anregungsfrequenzen und den daraus resultierenden hohen Felddichten in der Plasmakammer [19].

2.5. Elektrische Bogenentladung

Eine weitere Möglichkeit der Erzeugung von Plasmen stellen die elektrischen Bogenentladungen dar. Das Plasma wird durch eine stromstarke elektrische Gasentladung zwischen metallischen Elektroden erzeugt und dauerhaft durch Einspeisung elektrischer Leistung aufrechterhalten. Der prinzipielle Verlauf der Gasentladung in einem Plasmabrenner ist in Abbildung 7 dargestellt.

Die Lichtbogenentladung erstreckt sich zwischen der negativ gepolten Kathode und der positiv gepolten Anode. Als Bogensäule wird der Teil der Entladung definiert, der sich zwischen den Fallgebieten an den metallischen Elektroden befindet.

Prinzipielle Funktionsweise konventioneller Plasmaerzeuger

Der Stromtransport in der Bogensäule wird fast ausschließlich von den leichten Elektronen getragen. Diese werden im elektrischen Feld beschleunigt und geben ihre überschüssige Energie durch Stöße an die schweren Teilchen ab.

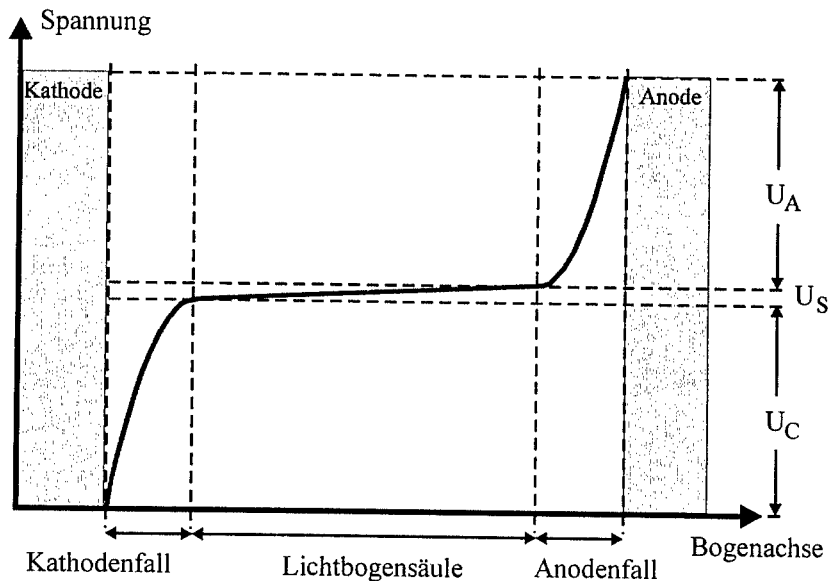


Abbildung 7: Struktur der elektrischen Bogenentladung im Plasmabrenner

Die räumlichen Grenzen der Bogensäule liegen definitionsgemäß so weit von den Elektroden entfernt, daß eine Beeinträchtigung des thermischen Gleichgewichtes durch die kalten Elektroden ausgeschlossen werden kann (**thermisches Plasma**). Die Bogensäule mit dem Potentialabfall U_S ist durch eine hohe Temperatur (ca. 15000-30000 K) und eine niedrige Feldstärke (ca. 5-20 V/cm) [20] gekennzeichnet.

Das Fallgebiet bei der Kathode mit der Potentialdifferenz U_C und das Fallgebiet bei der Anode mit der Potentialdifferenz U_A weisen hohe Temperaturgradienten auf. In diesen Gebieten erfolgt der Stromtransport bei deutlich erhöhten Feldstärken (ca. 10^5 V/cm) mit anderen Mechanismen als in der Bogensäule (siehe auch Kap. 3.3.).

Prinzipielle Funktionsweise konventioneller Plasmaerzeuger

Thermische Bogenplasmen haben einen weiten Einsatzbereich in der modernen Industrie erlangt. Besonders Anwendungen wie beispielsweise das Plasmaspritzen, das Plasmaschmelzen von Metallen oder die Plasmabehandlung von Abfallstoffen [21] werden großtechnisch eingesetzt.

Die Behandlung von flächigen Geometrien wird bei konventionellen Plasmabrennern aufgrund ihrer kreisförmigen Plasmastrahlen mit Durchmessern bis etwa $d = 20\text{ mm}$ erschwert. Diese Anwendungen erfordern aufwendige Vorrichtungseinrichtungen und einen hohen Zeitaufwand [22].

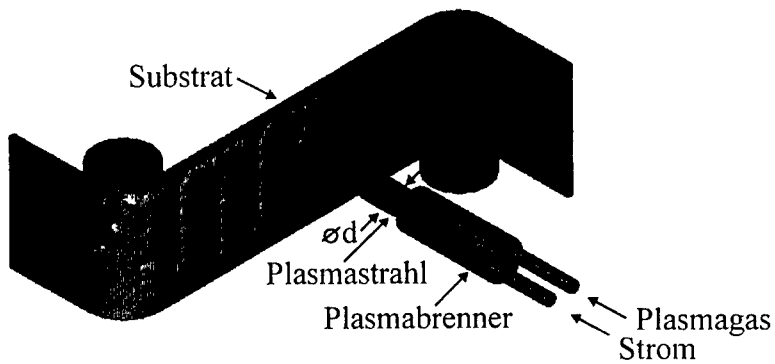


Abbildung 8: Behandlung flächiger Substrate mit konventionellen Plasmabrennern

3. Physikalisch-technische Realisierung des Breitstrahl-Plasmabrenners

Für Oberflächenanwendungen bei linear ausgedehnten Werkstücken von einigen Metern Breite stehen derzeit lediglich Prozesse auf Basis von Verbrennungsflammen oder Korona-Entladungen zur Verfügung. Beide Prozesse weisen, wie in Kapitel 2 beschrieben, Einschränkungen hinsichtlich ihrer Gaszusammensetzung oder ihrer Homogenität auf. Ein ausgedehnter Einsatz dieser Verfahren ist somit für qualitativ hochwertige Applikationen nicht möglich.

In der vorliegenden Arbeit wurde eine neuartige Plasmaquelle entwickelt, die einen gleichmäßigen, breiten Plasmastrahl erzeugt, welcher diese Einschränkungen vermeidet und somit neuartige Anwendungsfelder erschließen kann.

Im folgenden wird der Breitstrahl-Plasmabrenner im Vergleich mit konventionellen Plasmabrennern dargestellt. Daran anschließend werden die Stabilisationsprinzipien, die konstruktiven Details und die Zündung der neuartigen Plasmaquelle beschrieben. Eine Übersicht über Betriebsparameter und das Einsatzpotential reaktiver Plasmagase schließen das Kapitel ab.

3.1. Vergleich konventioneller und Breitstrahl-Plasmabrenner

In der Literatur sind verschiedene Bauformen konventioneller Plasmabrenner bekannt, unter denen die Plasmabrenner mit einer einzelnen Kathode und einer einteiligen anodischen Düse die technisch größte Bedeutung erlangt haben.

Die Kathode ist bei diesen Plasmabrennern stabförmig ausgebildet. Sie besitzt eine Spitze aus Wolfram mit einer Dotierung von 1-2 % Thoriumoxid und ist zur Wärmeableitung in einen Träger aus Kupfer eingelassen. Dieser ist auf die Achse der rotationssymmetrischen Düse ausgerichtet.

Die Düse eines Plasmabrenners (siehe Abbildung 9) ist aus reinem Kupfer oder kupferumgossenen Wolfram hergestellt und hat die Aufgabe, das zwischen Kathode und Anode durch eine stromstarke Bogenentladung erzeugte Plasma gasdynamisch zu führen. Zusätzlich zu dieser Funktion wirkt die Brennerdüse als Anode für die Bogenentladung.

Physikalisch-technische Realisierung des Breitstrahl-Plasmabrenners

Das Plasmagas wird in den Raum zwischen Kathode und Düsenwandung üblicherweise mit Drall eingeleitet, um die Bogenentladung zu stabilisieren.

Aufgrund der zylindrischen Form der Düse ist der Plasmafreistrah in seiner Kontur festgelegt. Durch die Wahl der Betriebsparameter kann ein laminarer oder ein turbulenter Plasmastrahl eingestellt werden.

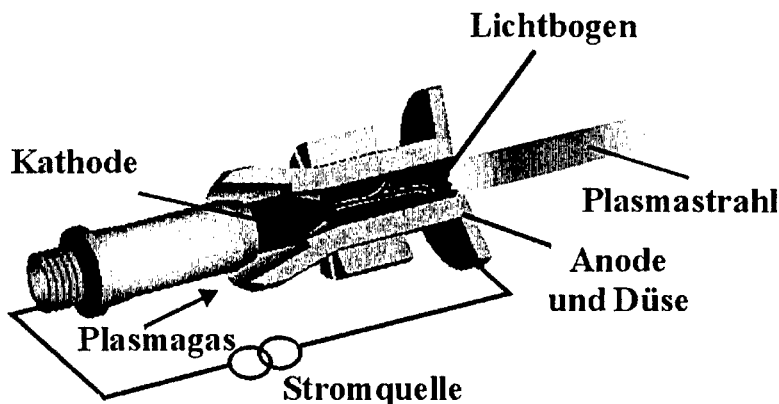


Abbildung 9: Schematische Darstellung eines konventionellen Plasmabrenners

Die Lebensdauer einer Kathoden-Anoden-Kombination differiert erheblich in Abhängigkeit von den Betriebsparametern. Beispielsweise kann der Plasmaspritzbrenner F4 der Firma Sulzer Metco bei elektrischen Leistungen $P = 27,5 \text{ kW}$ sowie Plasmagasflüssen von 40 slpm Argon¹ und 5 slpm Wasserstoff nur etwa 50 Stunden betrieben werden [23]. Wegen des direkten Kontaktes des Plasmagases mit der Anode dürfen zudem nur inerte Plasmagase verwendet werden, da sonst aufgrund der Hochtemperaturkorrosion rasch irreversible Schädigungen an der Düse auftreten.

Eine gleichförmige, flächige Behandlung von Oberflächen, wie sie von neuartigen Anwendungen verlangt wird, lässt sich mit dieser herkömmlichen Geometrie der Elektroden nicht erzielen. Deshalb ist der neuartige Breitstrahl-Plasmabrenner [24] durch eine veränderte Anordnung der Elektroden gekennzeichnet.

¹ slpm: Abkürzung für Standard-Liter pro Minute

Physikalisch-technische Realisierung des Breitstrahl-Plasmabrenners

Die stabförmige Kathode und die stabförmige Anode stehen sich, wie in Abbildung 10 dargestellt, auf einer gemeinsamen Achse mit einer einstellbaren Entfernung gegenüber. Zwischen diesen beiden Elektroden wird ein elektrischer Lichtbogen durch Einspeisung von elektrischer Leistung betrieben.

Der zentrale Teil des Breitstrahl-Plasmabrenners ist in einzelne, elektrisch isolierte Kaskadenplatten unterteilt, die eine Bohrung für den Lichtbogen aufweisen. Das Plasmagas wird senkrecht zur Bogenachse durch diskrete Bohrungen in den Kaskadenplatten zugeführt. Mit dem Durchströmen des elektrischen Lichtbogens wird das Gas in den Plasmazustand überführt. Ein in den Platten vorhandener Schlitz läßt das nun entstandene Plasma seitlich ausströmen. Die in benachbarten Kanälen zugeführten, diskreten Plasmagasströme vereinigen sich noch innerhalb der Plasmakammer zu einem breiten, kontinuierlichen Plasmastrahl.

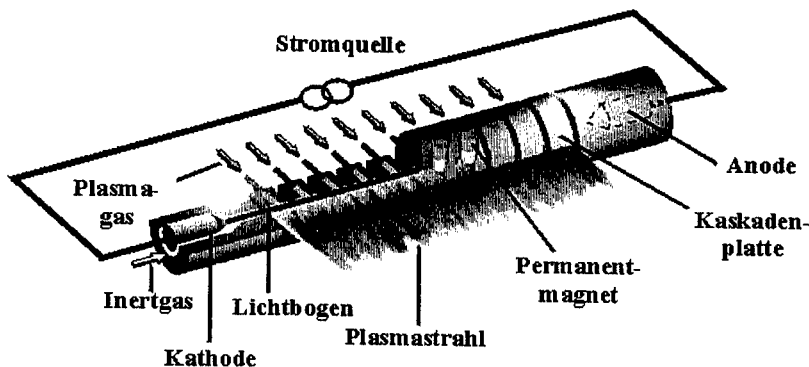


Abbildung 10: Schematische Darstellung des Breitstrahl-Plasmabrenners

3.2. Stabilisationsprinzipien beim Breitstrahl-Plasmabrenner

Für einen stationären Betrieb der Plasmaquelle muß der Lichtbogen durch geeignete Mechanismen in einer Gleichgewichtslage stabilisiert werden.

Das Steenbeck'sche Prinzip des minimalen Leistungsumsatzes [25] bestimmt die Lage und die Länge des Lichtbogens zwischen den Elektroden. Für den Fall, daß der Lichtbogen keine seitliche Gasanströmung erfährt, bedeutet dies, daß er mit minimaler Länge entlang der Verbindungsgeraden der Elektroden brennt.

Physikalisch-technische Realisierung des Breitstrahl-Plasmabrenners

Eine zufällige vertikale Auslenkung des Lichtbogens bedeutet die Annäherung des Lichtbogens an eine gekühlte Wand und führt damit zu einem erhöhten Wärmefluß zu dieser Wand. Hierdurch wird die Temperatur der Bogensäule abgesenkt und die elektrische Leitfähigkeit im Lichtbogen nimmt ab. Der Lichtbogen benötigt bei unverändertem Strom eine höhere Brennspannung und damit eine höhere Leistungszufuhr. Gemäß dem Steenbeck'schen Prinzip erfährt der Lichtbogen eine rücktreibende Kraft, die ihn in die Ausgangsposition zurücklenkt, sodaß bezüglich der vertikalen Richtung eine stabile Gleichgewichtslage erreicht wird. Es handelt sich also um einen stabilen Gleichgewichtspunkt.

Im Falle steigender, seitlich zugeführter Plasmagasflüsse ϕ_p ($\phi_p > 2$ slpm/cm, siehe Kap. 3.5.), wird der Lichtbogen zunehmend in Richtung der Gasströmung ausgelenkt, bis ein Verlassen der Bogenkammer stattfindet und der Lichtbogen die vertikale Wandstabilisation verliert. Durch thermische Konvektion würde der Lichtbogen dann nach oben wandern [26] und abreißen.

Dieser Effekt einer unzulässigen Auslenkung des Lichtbogens kann durch ein externes Magnetfeld verhindert werden.

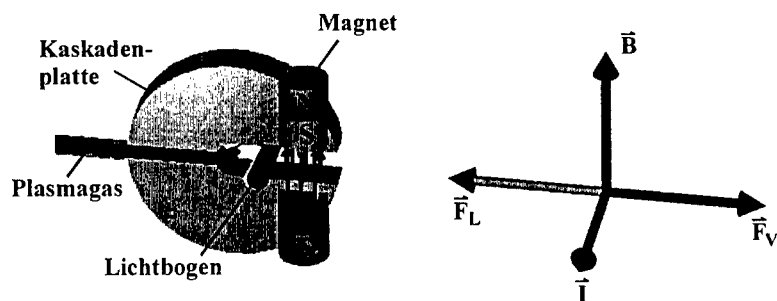


Abbildung 11: Gleichgewicht der Lorentzkraft \vec{F}_L und der Kraft \vec{F}_V , die den Lichtbogen auslenkt

Der Lichtbogen mit seinem gerichteten Strom \vec{I} erfährt im angelegten Magnetfeld \vec{B} die Lorentzkraft \vec{F}_L :

$$\vec{F}_L = \vec{I} \times \vec{B} \quad (9)$$

Um eine maximale Krafteinwirkung zu erreichen, wird das Magnetfeld \vec{B} senkrecht zum gerichteten Strom \vec{I} orientiert. Mit der einstellbaren magnetischen Flußdichte kann damit die durch die Anströmung verursachte Kraft \vec{F}_v durch die entgegengewirkende Lorentzkraft \vec{F}_L kompensiert werden.

Das externe Magnetfeld kann entweder durch Spulen- oder durch Permanentmagnet-Anordnungen erzeugt werden. Mit stromdurchflossenen Spulen wird ein vergleichsweise homogenes Magnetfeld generiert, das sich nicht ausreichend lokalisieren läßt. Damit würde der Lichtbogen generell eine Kraft erfahren, die ihn bei geringen Plasmagasflüssen unnötigerweise gegen die rückseitige Wand drängt. Erhöhte Wärmeverluste in die Wandung würden den thermischen Wirkungsgrad des Plasmabrenners (vgl. Kapitel 5.1) reduzieren.

Deshalb werden Permanentmagnete aus unterschiedlichen Hochenergie-Werkstoffen bevorzugt, die je nach Geometrie und Materialart verschiedene Werte der Remanenz und der Koerzitivfeldstärke aufweisen (vgl. Tabelle 1):

Magnet-Werkstoff	Remanenz [mT]	Koerzitivfeldstärke [kA/m]	Relative Permeabilität [1]	Max. Einsatztemperatur [°C]	Curie-Temp. [°C]
Betaflex	245	175	1,40	100	450
Alphamagnet	590	416	1,10	80	725
Nealphamagnet	680	460	1,25	150	340
Deltamagnet	1100	820	1,04	300	800
NeoDeltaMagnet	1150	860	1,07	180	310

Tabelle 1: Kennwerte verschiedener Permanentmagnet-Materialien [27]

Für den Einsatz im Breitstrahl-Plasmabrenner werden vor allem solche Magnetwerkstoffe eingesetzt, die eine hohe Einsatztemperatur erlauben. Aufgrund der maximalen Gebrauchstemperatur und der großen Remanenz findet deshalb der Werkstoff Deltamagnet (Deltamagnet 22: $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$, Kennzahl 190/159, DIN 17410) Verwendung.

Physikalisch-technische Realisierung des Breitstrahl-Plasmabrenners

Durch die Wahl von zylinderförmigen Dauermagneten, kann innerhalb der Kaskadenplatten äußerst flexibel und individuell das Magnetfeld festgelegt werden. Für den technischen Einsatz sowie zur Optimierung der Plasmaquelle wurden innerhalb des Finite -Elemente- Programms ADINA (Firma Ansoft, Version 5.5) Berechnungen der Feldverteilung in einer Ebene senkrecht zur Bogenachse vorgenommen. Die Abbildung 12 zeigt die Lokalisierung und die hohen Werte der magnetischen Flußdichte.

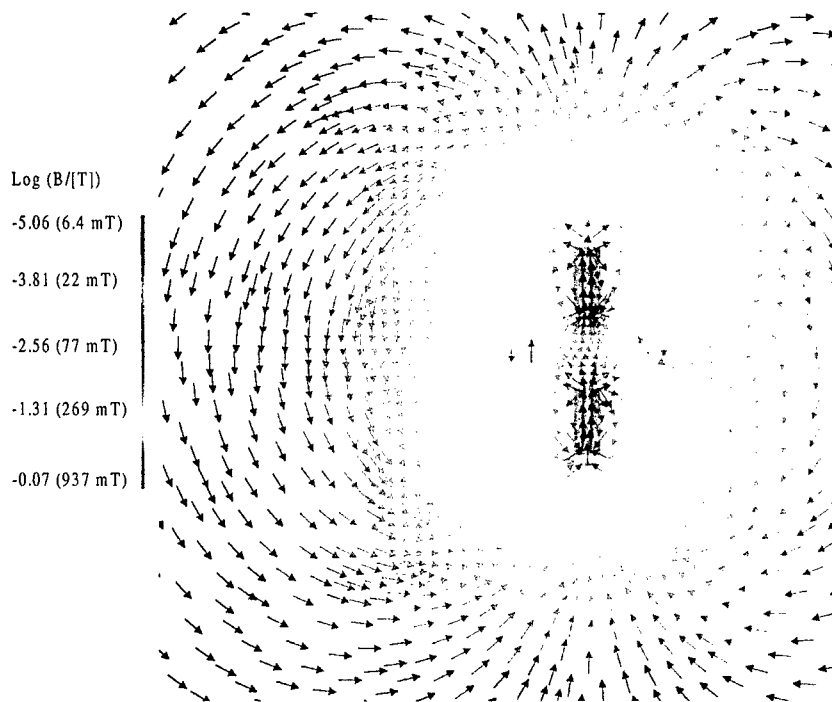


Abbildung 12: Feldverteilung der magnetischen Flußdichte in einer Ebene senkrecht zur Bogenachse (Magnettyp DE405)

3.3. Konstruktiver Aufbau

Die Kapitel 3.1. und 3.2 haben das physikalische Prinzip eines Breitstrahl-Plasmabrenners aufgezeigt. Die folgenden Ausführungen sollen zeigen, wie das Konzept experimentell und technisch umgesetzt werden kann.

3.3.1. Stand der Technik von Plasmabrennern mit Langlichtbogen

Bereits 1977 wurde von Sebold [28] und Andernach [29] ein seitlich angeströmter Langlichtbogen betrieben, mit dem Grundlagenuntersuchungen der Temperatur- und Strömungsverhältnisse in magnetisch beeinflussten Lichtbögen durchgeführt wurden. Trotz Ähnlichkeit mit dem Prinzip des Breitstrahl-Plasmabrenners war diese Realisation der Plasmaquelle für den technischen Einsatz ungeeignet (siehe Abbildung 13). Neben der Einschränkung auf Stromstärken von maximal $I = 25\text{ A}$ sowie Bogenlängen von $l = 50\text{ mm}$, wurde der Lichtbogen durch aufwendige Spulen mit Flußdichten von höchstens $B = 2\text{ mT}$ stabilisiert. Dadurch wurde die maximale Plasmagasmenge beschränkt.

Die Plasmagaszufuhr mit einer Durchströmung von vielstufigen feinmaschigen Sieben war für diagnostische Zwecke notwendig, ist aber für einen großtechnischen Einsatz unzumutbar.

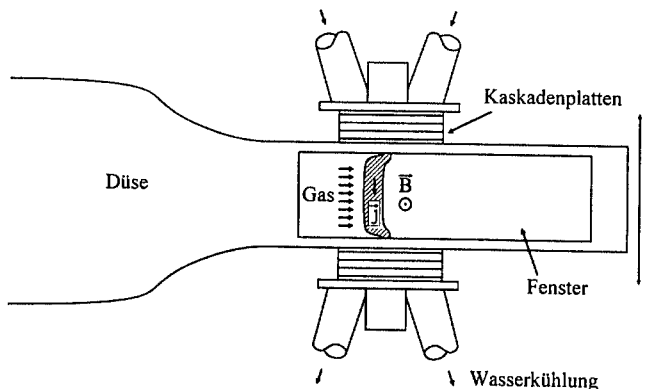


Abbildung 13: Experimentelle Anordnung von Sebold [28]

Für Grundlagenuntersuchungen an gasdynamischen Lasern wurde 1978 von Lang [30] eine Lichtbogenbrennkammer entwickelt, die später als „Plasmalichtbogen-Spritzapparat mit Schlitzdüse“ [31] patentiert wurde.

Physikalisch-technische Realisierung des Breitstrahl-Plasmabrenners

Die Lichtbogenbrennkammer in Abbildung 14 weist zwar prinzipielle Ähnlichkeiten mit dem Breitstrahl-Plasmabrenner auf, die technische Ausführung zeigte jedoch solch gravierende Schwachstellen, daß ein praktischer Einsatz nie erreicht wurde. Die maximale Standzeit der Anordnung betrug 40 Sekunden [30].

Auch bei der Lichtbogenbrennkammer wurde das Magnetfeld über Spulen erzeugt. Bei magnetischen Flußdichten bis zu $B = 20 \text{ mT}$ und maximalen Bogenlängen von $l = 70 \text{ mm}$, konnte keine sichere Stabilisation der Bogensäule erzielt werden.

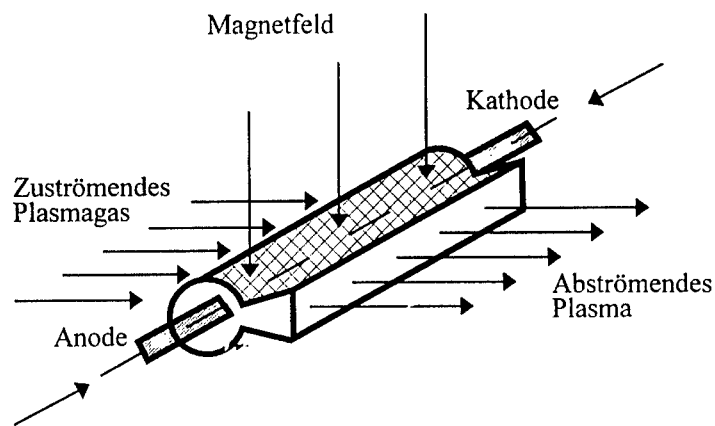


Abbildung 14: Schematische Darstellung der Lichtbogenbrennkammer von Lang [30]

Für den Einsatz als gasdynamischer Laser, wurde zusätzlich eine starke Kontraktion der Düse gewählt (vgl. Abbildung 15). Die Verjüngung der Düsenweite von 10 mm im Lichtbogenkanal auf nur noch 0,3 mm an der engsten Stelle, brachte schwerwiegende Probleme der Kühlung mit sich. Es konnte kein geeignetes Isolationsmaterial und kein ausreichend gekühltes Wandmaterial aufgefunden werden.

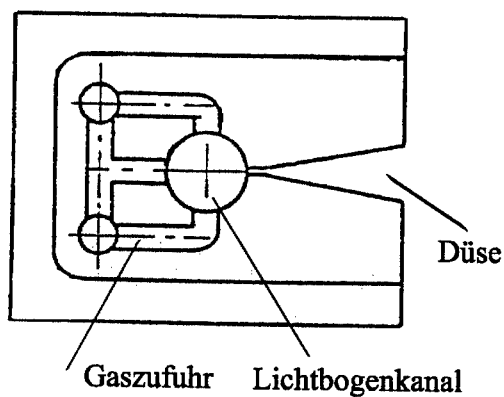


Abbildung 15: Schnitt einer Kaskadenplatte der Lichtbogenbrennkammer von Lang [30]

3.3.2. Breitstrahl-Plasmabrenner

In Gegenüberstellung zu den bisherigen Erzeugern von Langlichtbögen werden im folgenden die charakteristischen Merkmale des neuartigen Breitstrahl-Plasmabrenners beschrieben.

Der konstruktive Aufbau ist durch eine Kombination der drei Module *kathodenseitiges Endstück*, *Zentralbereich* und *anodenseitiges Endstück* gekennzeichnet.

Kathodenseitiges Endstück:

Zentrales Bauteil dieses Moduls ist die stiftförmige Kathode. Sie besteht aus einer mit Thoriumoxid dotierten Wolframspitze mit einem Durchmesser von 5 Millimetern und abgerundeter Spitze. Zur Wärmeabfuhr ist der Wolframeinsatz in einen Kupfergrundkörper eingegossen, der über ein Injektionsrohr mit Wasser gekühlt wird.

Eine Hochtemperaturkorrosion der Wolframspitze wird durch Umströmung der Elektrode mit einem inerten Schutzgas verhindert. Hierfür eignet sich im besonderen Maße das Edelgas Argon, das wegen seiner spezifischen physikalischen Eigenschaften einerseits für die Zündung des Lichtbogens eine wichtige Rolle spielt (vgl. Kap. 3.4.) und in dem sich andererseits ein diffuser Lichtbogen mit großem Querschnitt ausbildet. Durch dessen ausgedehnten Brennfleck wird die Stromdichtebelastung der Elektrodenoberfläche reduziert [26], sodaß selbst hohe Lichtbogenströme nicht zur thermischen Zerstörung der Elektroden führen.

Physikalisch-technische Realisierung des Breitstrahl-Plasmabrenners

Das Argongas zur Umspülung der Elektrode wird durch 12 Bohrungen in einen Gasverteiler mit einem Drallwinkel von 45 Grad eingegeben. Der Drall dient zur Stabilisierung der Bogenentladung im Elektrodenbereich. Um ein Rückwandern des Lichtbogens im Betrieb zu vermeiden (retrograde motion [32]) findet ein Schutzrohr aus Aluminiumoxid Verwendung, das Temperaturen bis zu $T = 1950\text{ °C}$ [33] standhält.

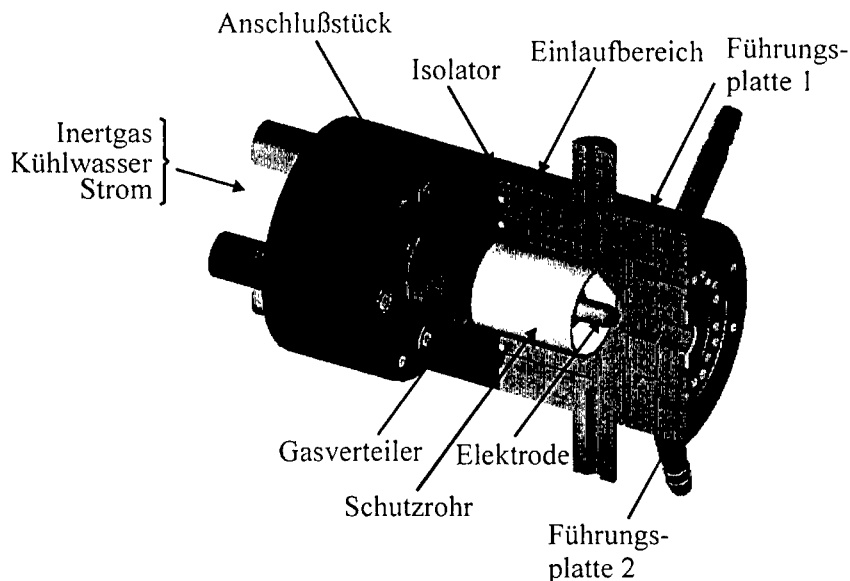


Abbildung 16: Kathodenseitiges Endstück des Breitstrahl-Plasmabrenners

Die Elektrode ist in ein Anschlußstück aus Kupfer eingeschraubt, durch das Inertgas, Kühlwasser und Strom zugeführt werden. Um den inneren Bereich des Plasmabrenners gegenüber dem Anschlußstück zu isolieren, wird ein Ring aus dem hochtemperaturfesten Kunststoff Peek eingesetzt.

Die gasdynamische Formung des elektrodenseitigen Plasmagasflusses erfolgt durch den Einlaufbereich und die beiden Führungsplatten, die einen Plasmakanaldurchmesser von $K = 6\text{ mm}$ aufweisen. Um den hohen Temperaturen in der Nähe der Plasmasäule standzuhalten, werden die Kupferplatten gegeneinander durch Scheiben aus Bornitrid mit einer Dicke von 0,9 Millimetern elektrisch isoliert. Diese Keramik mit dem Handelsnamen HDBN ist bearbeitbar und

Physikalisch-technische Realisierung des Breitstrahl-Plasmabrenners

kann in oxidierender Atmosphäre Temperaturen von 1000 °C standhalten [34]. Alternativ können anstelle von bearbeitbaren Keramiken plasmagespritzte Schichten aus Aluminiumoxid mit einer Einsatztemperaturgrenze von 1700 °C [33] verwendet werden.

Wie im nachfolgenden Kapitel beschrieben wird, ist die Segmentierung des kathodenseitigen Endstückes erforderlich, um Kurzschlüsse des Lichtbogens über die Wandungen zu vermeiden.

Zentralbereich:

Der Zentralbereich des Breitstrahl-Plasmabrenners wird durch eine variable Anzahl von Kaskadenplatten gebildet. Durch Veränderung der Zahl der Platten wird die Breite des erzeugten Plasmastrahls festgelegt.

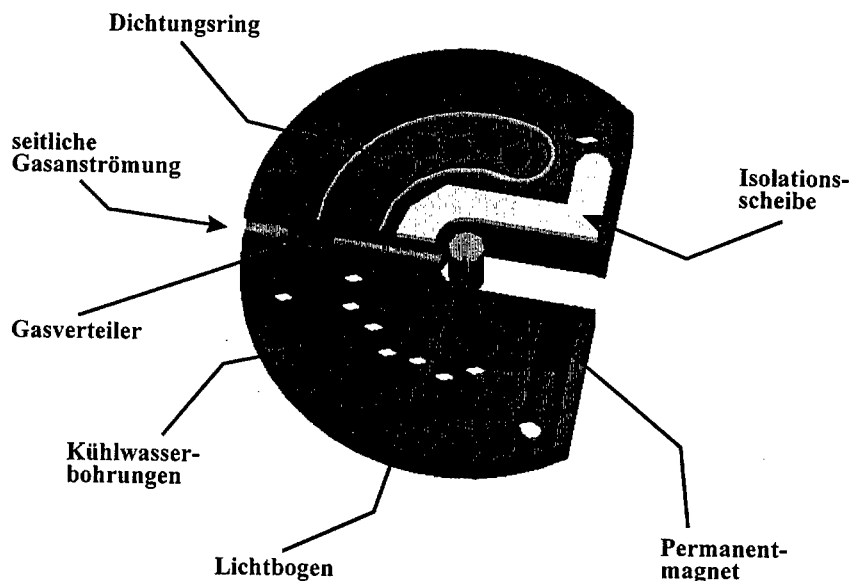


Abbildung 17: Schnitt einer Kaskadenplatte des Breitstrahl-Plasmabrenners

Da Plasmabrenner aufgrund der Wandstabilisation eine stationäre Wärmeabfuhr in das Kühlwasser gewährleisten müssen, sind die Kupferplatten mit 14 Kühlwasserbohrungen mit einem Durchmesser von 3 Millimetern versehen, die eine große Wärmeaustauschfläche bieten. Da-

Physikalisch-technische Realisierung des Breitstrahl-Plasmabrenners

mit nicht jede Kaskadenplatte individuell mit Kühlwasser versorgt werden muß, werden bis zu 8 Platten zu einem Plattenstapel zusammengefaßt und mittels O-Ringen gegeneinander abgedichtet.

Für die Isolation zwischen den Kaskadenplatten werden wie beim kathodenseitigen Endstück Bornitridscheiben verwendet.

Das Plasmagas wird durch diskrete Bohrungen mit einem Durchmesser von 2 Millimetern seitlich zugeführt. Damit die Strömung möglichst homogen und gleichmäßig über den Querschnitt verteilt wird, sind Gasverteiler aus Sintermetall mit definierten Porositäten und Laminardurchmessern von $D_L = 20\text{-}120\text{ }\mu\text{m}$ [35] eingebaut. Eine Darstellung des Strahlprofils wird im Zusammenhang mit Enthalpiesondenmessungen in Kapitel 5.4. gegeben.

Um der auslenkenden Kraft der Anströmung auf den Lichtbogen mittels der Lorentzkraft gegenzusteuern, werden in jede Kaskadenplatte je zwei Permanentmagnete eingesetzt. Die genaue Lage und die Stärke der Magnete werden den Erfordernissen der Betriebsparameter angepaßt, sodaß der Lichtbogen an der gewünschten Position stabilisiert wird.

Da die elektrische Leitfähigkeit der Kupferwände wesentlich größer ist als die elektrische Leitfähigkeit der Plasmasäule, darf die Dicke d der potentialmäßig floatenden Kaskadenplatten nicht zu groß gewählt werden. Andernfalls würde der Bogenstrom nicht in einem langgezogenen Lichtbogen im Inneren der Bogenkammer fließen, sondern in Kurzlichtbögen von Kaskadenplatte zu Kaskadenplatte.

Um dies zu verhindern, muß der Spannungsbedarf $U_F = U_A + U_C$ für Kathoden- und Anodenfall an einer Kaskadenplatte größer sein als der auf gleicher Länge existierende Spannungsabfall U_d in der Plasmasäule, der durch das Produkt der elektrischen Feldstärke E und der Plattendicke d gegeben ist.

$$U_d = E \cdot d < U_F \quad (10)$$

Physikalisch-technische Realisierung des Breitstrahl-Plasmabrenners

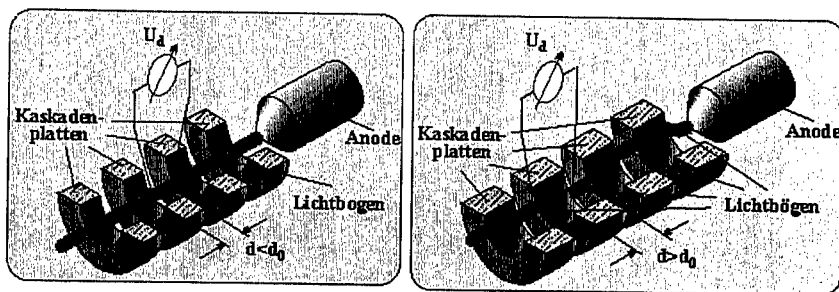


Abbildung 18: Normalbetrieb (links) und Kurzschlußfall (rechts) des Lichtbogens ($d_0 = \frac{U_F}{E}$)

Für das Plasmagas Argon sind Elektrodenfälle aus der Literatur bekannt [36]. Für diesen Fall können die maximalen Stromstärken des Breitstrahl-Plasmabrenners bei vorgegebener Plattenbreite d und Schlitzhöhe angegeben werden. Für andere Gasarten und Gasmischungen kann lediglich empirisch die Obergrenze der Plattenbreite bestimmt werden.

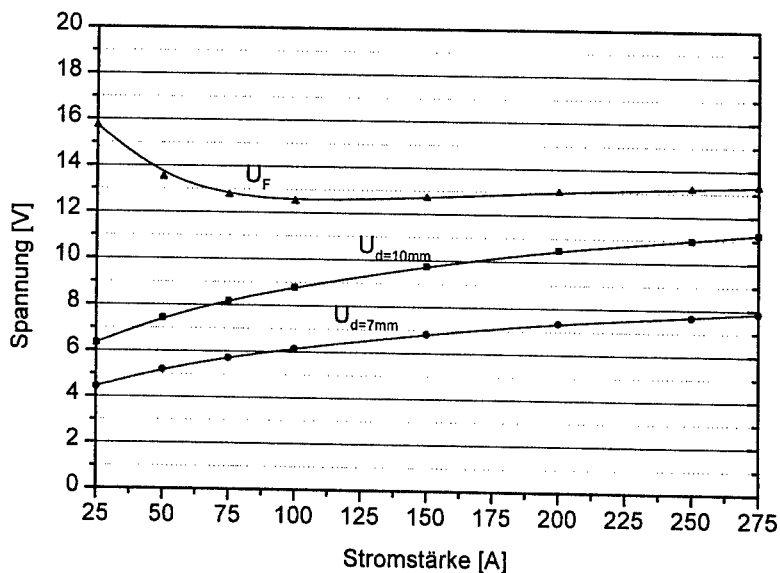


Abbildung 19: Darstellung des stromabhängigen Elektrodenfalls U_F und der Potentialdifferenz U_a entlang einer Kaskadenplatte für zwei Plattendicken d

Wie Abbildung 19 zeigt, ist für Plattendicken $d = 10$ mm und Stromstärken bis über 275 A die Forderung $U_d < U_F$ erfüllt und damit der Lichtbogen ohne Shuntierung betreibbar. Um einen Sicherheitsfaktor vor allem auch bei Einsatz anderer Gase als Argon zu erhalten, wird jedoch eine Plattendicke von $d = 7$ mm festgelegt.

Anodenseitiges Endstück:

Das anodenseitige Endstück besitzt, wie das kathodenseitige Endstück, als zentrales Bauteil die stiftförmige Elektrode. Da infolge der Austrittsspannung U_{ex} anodenseitig die zusätzliche Wärmebelastung $I \cdot U_{ex}$ auftritt [37], ist die Wolframspitze der Anode jedoch im Gegensatz zur Kathode abgeflacht. Der anodische Bogenfußpunkt kann damit die gesamte Fläche überstreichen und die lokale Stromdichte wird im Mittel herabgesetzt.

Wegen der spezifischen Eigenschaften von Argon verursacht der diffuse Bogenansatz keine Erosionsspuren auf der Spitze. Hierdurch beträgt die Standzeit der im Vergleich zur Kathode stärker belasteten Anode selbst bei hohen Betriebsströmen ($I > 200$ A, vgl. Kap. 3.5.) mehr als 1000 Betriebsstunden.

Die weiteren Bauteile des anodenseitigen Endstückes sind spiegelsymmetrisch zum kathodenseitigen Endstück angeordnet und werden deshalb nicht weiter beschrieben.

3.4. Zündung des Lichtbogens

Verfahren zur Zündung von konventionellen Plasmabrennern mit Abständen zwischen Kathode und Anode im Bereich einiger weniger Millimeter sind seit drei Jahrzehnten bekannt.

Durch Anwendung eines stationären oder eines hochfrequenten Hochspannungspulses wird der Raum zwischen den Elektroden mittels eines elektrischen Durchschlages überbrückt [38]. Für industrielle Anwendungen im Atmosphärendruck sind hierfür Hochspannungen zwischen drei und fünf Kilovolt typisch.

Den allgemeinen Zusammenhang zwischen der Durchbruchspannung U_D und den Parametern Umgebungsdruck p sowie Elektrodenabstand d beschreibt die Paschenkurve, die für das Bogen gas Argon in Abbildung 20 dargestellt ist.

Physikalisch-technische Realisierung des Breitstrahl-Plasmabrenners

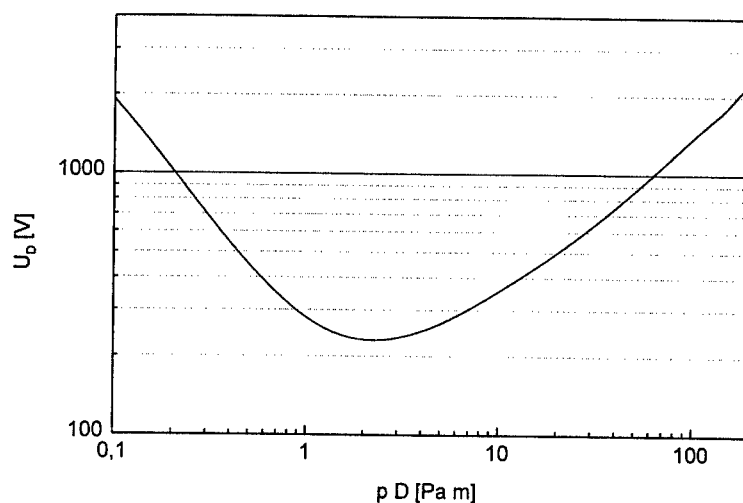


Abbildung 20: Durchbruchspannung U_D in Argon in Abhängigkeit vom Produkt des Elektrodenabstandes D und des Umgebungsdrucks p [36]

Durch Vergrößerung der Distanz zwischen den Elektroden auf Werte von einigen zehn Millimetern, steigt die benötigte Spannung zu solch hohen Werten, daß diese Variante der Zündung bei technischen und industriellen Anwendungen aus Sicherheitsgründen ausscheidet. Um diesen Nachteil zu umgehen, wird eine Hilfselektrode verwendet, die in geringem Abstand zu einer der Hauptelektroden angeordnet ist. Ein Pilotlichtbogen wird gezündet und solange aufrecht erhalten, bis sein abströmendes Plasma einen ausreichend leitfähigen Kanal zwischen den Hauptelektroden hergestellt hat, sodaß der Hauptlichtbogen mit niedriger Spannung gezündet werden kann. Das Abströmen des Pilotbogenplasmas beruht auf thermischer Expansion und wird durch einen gezielt eingeleiteten Gasfluß unterstützt. [39]. Die Hilfselektrode wird nach erfolgreicher Zündung vom Hauptstromkreis galvanisch abgetrennt.

In vollständig wandstabilisierten Kaskadenbögen [40] beträgt der Elektrodenabstand bis zu einige hundert Millimeter, sodaß eine Pilotbogenzündung allein nicht zum Erfolg führt. Aus diesem Grund muß eine ergänzende Zündmethode angewandt werden, die den Lichtbogen von der Kathode zur Anode verlängert. Dies wurde für kleine Stromstärken ($I < 10 \text{ A}$) und geschlossene Bogenkammer von Boldt [41] realisiert.

Der vorgesehene industrielle Einsatz und die Bauart des Breitstrahl-Plasmabrenners erfordern nochmals eine Abwandlung der Zündmethode, mit welcher die vollständige elektronische Zündung für hohe Bogenströme ($I > 100\text{A}$) ermöglicht wird.

Im Rahmen der Entwicklung des Breitstrahl-Plasmabrenners wurde ein derartiges Zündverfahren mit Namen CIPASS [42] (Combined Ignition by Pilot Arcing and Successive Switching) geschaffen, das durch eine Kombination aus einer Pilotbogenzündung und einer Bogenverlängerung durch sukzessives Öffnen von Halbleiterschaltern gekennzeichnet ist.

3.4.1. Prinzip des CIPASS-Verfahrens

Abbildung 21 zeigt schematisch das Prinzip des CIPASS-Zündverfahrens.

Zu Beginn des Zündablaufes werden mit Ausnahme der ersten (kathodennächsten) Kaskadenplatte alle nachfolgenden durch geschlossene Halbleiterschalter S individuell mit der Anode verbunden. Die benötigte Spannung zwischen Kathode und Anode wird durch die Betriebsfeldstärke des Lichtbogens von etwa 10 Volt pro Zentimeter Bogenlänge vorgegeben. Dem Zentralbereich des Plasmabrenners wird kein Plasmagas zugeführt, lediglich die Elektroden werden durch Schutzgasströme umspült.

Pilotlichtbogen (Hochspannungsteil):

Konventionelle Hochfrequenz-Transformatoren, die für Schweißlichtbögen [9] benutzt werden, können aufgrund ihrer schmalen Pulse mit kurzen Anstiegsflanken und damit verbundenen breiten Rauschspektren für eine Pilotbogenzündung nicht verwendet werden. Prinzipiell sollten Zündgeräte allen industriellen Anforderungen und Bestimmung bezüglich elektromagnetischer Kompatibilität (EMV, DIN EN 50082-2) genügen. Besonders die elektronischen Schaltkreise der Halbleiterschalter müssen vor Einstreuungen geschützt werden.

Stromstarke Entladungen von Hochspannungskondensatoren scheiden als alternative Zündmethode aufgrund von Sicherheitsbestimmungen ebenso aus.

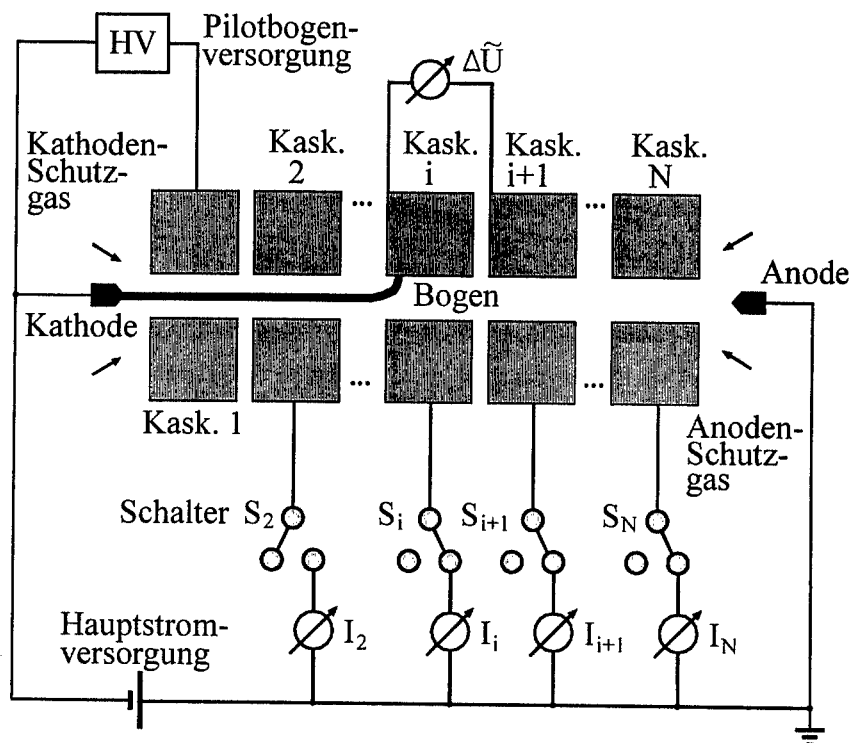


Abbildung 21: Schematische Darstellung der CIPASS Zündmethode

Für die Erzeugung des Pilotlichtbogens wird daher eine Technik der Strompuls-Transformation angewendet. Ein auf den Scheitelwert der Netzspannung aufgeladener Niederspannungskondensator C wird über die Primärwicklung L eines Transformators und über einen Widerstand R entladen. Aufgrund der maximalen Spannung von ca. 320 V_m kann ein herkömmlicher MOSFET-Transistor zum Schalten verwendet werden. Die Dämpfung des LRC-Schwingkreises wird derart eingestellt, daß ein einzelner Hochspannungspuls in der Sekundärwicklung \tilde{L} des Transformators erzeugt wird, die mit der Kathode und der ersten Kaskadenplatte kontaktiert ist.

Nach dem elektrischen Funkendurchschlag, wird für etwa 25 Millisekunden ein Pilotlichtbogen zwischen Kathode und erster Kaskadenplatte aufrechterhalten.

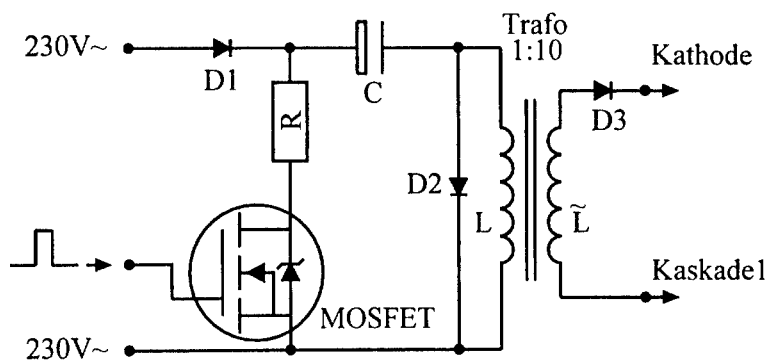


Abbildung 22: Schaltskizze der Pilotbogenzündung

Die Pulsform der Hochspannung weist ein schmales Fourierspektrum auf und bewirkt damit nur geringfügige elektromagnetische Störungen, wie aus Abbildung 24 ersichtlich ist, die den Verlauf der Zündstromstärke und der Brennerspannung während der Impulstransformations-Zündung zeigt.

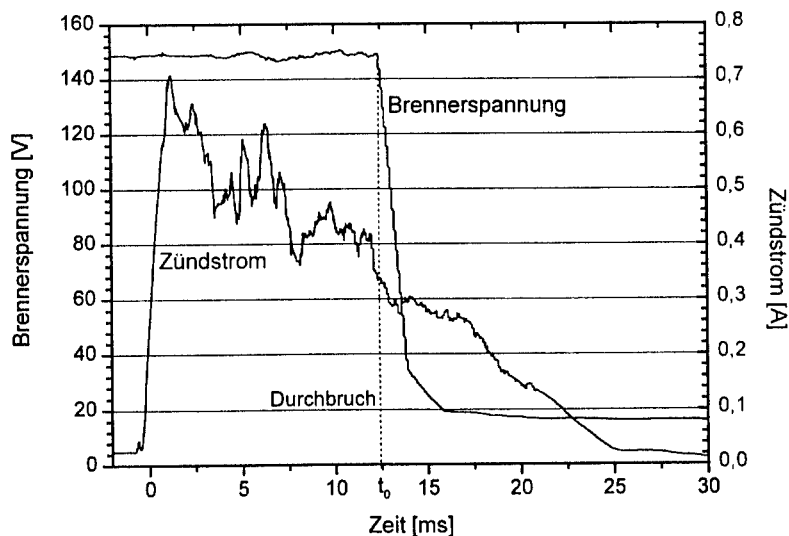


Abbildung 23: Verlauf des Zündstroms und der Brennerspannung während der Impulstransformations-Zündung (zum Zeitpunkt t_0 schaltet die Hauptstromquelle ein)

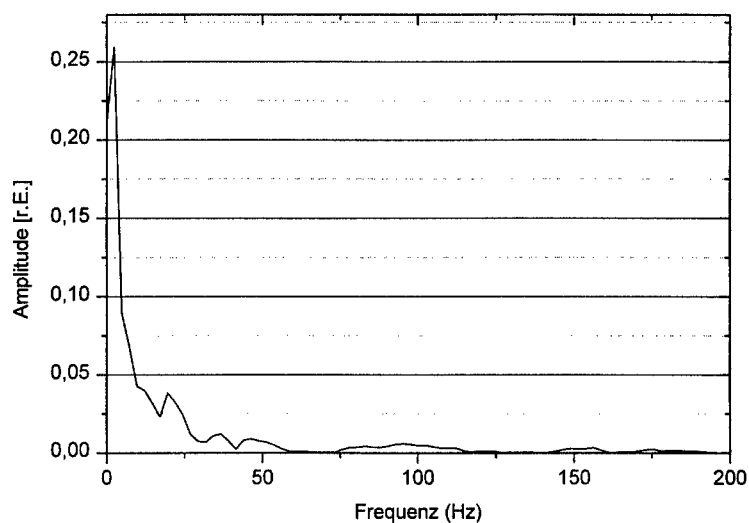


Abbildung 24: Fourierspektrum des Zündstroms

Bogenverlängerung (Niederspannungsteil):

Den zweiten Teil des Zündverfahrens stellt die vollständig elektronisch gesteuerte Verlängerung des Pilotlichtbogens durch eine Anordnung von Halbleiterschaltern dar.

Prinzipiell bietet sich die Verschiebung des anodischen oder des kathodischen Bogenfußpunktes zur Bogenverlängerung an. Wie es sich jedoch experimentell gezeigt hat, ist die Bewegung des anodischen Bogenfußpunktes vorzuziehen [43]. Wegen der thermo-elektrischen Emission von Elektronen an der Kathode [44], [45], würde eine Verschiebung des kathodenseitigen Bogenfußpunktes einen schwer zu realisierenden Aufwand der Temperaturführung erfordern.

Den typischen Ablauf eines Zündvorganges des Breitstrahl-Plasmabrenners zeigt Abbildung 25. Die zeitabhängige Betriebsspannung der Stromversorgung, die identisch mit der Anoden-Kathoden-Spannung des Plasmabrenners ist, ist für folgenden Parametersatz darstellt: vorgegebene Stromstärke $I = 40 \text{ A}$, Umgebungsdruck $p = 100 \text{ kPa}$, Kathodengasfluß $\phi_C = 5 \text{ slpm Argon}$ und Anodengasfluß $\phi_A = 1 \text{ slpm Argon}$.

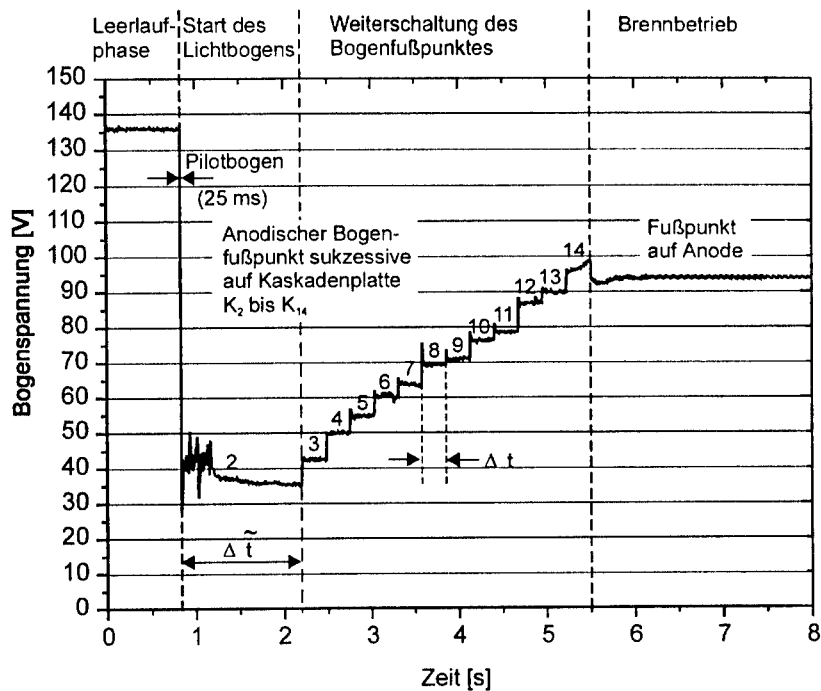


Abbildung 25: Zeitabhängige Anoden- Kathoden-Spannung während eines Zündvorganges

Der Zündvorgang beginnt mit einem Pilotlichtbogen zwischen Kathode und erster Kaskadenplatte K₁. Für ein Zeitintervall von 25 Millisekunden speist die Pilotbogenstromversorgung HV (siehe Abbildung 21) den Lichtbogen. Damit der Hauptlichtbogen gezündet werden kann, wird eine sich ausbreitende leitfähige Plasmawolke erzeugt, die den Raum zwischen Kathode und zweiter Kaskadenplatte K₂ überbrückt. Die Hauptstromversorgung mit einer Leerlaufspannung von $U = 135 \text{ V}$ generiert und versorgt den Hauptlichtbogen zwischen Kathode und Kaskadenplatte K₂ mit dem Zündstrom $I = 40 \text{ A}$. Nach einigen Fluktuationen, vermutlich durch kathodische Bogenfußpunkts-Instabilitäten auf der Elektrodenoberfläche [46], [47], fällt die Spannung U auf Werte von etwa 35 V. Über die Kaskadenplatte K₂ fließt für eine Zeitdauer von etwa 1,5 Sekunden der gesamte Strom.

In der nächsten Phase des „Sukzessiven Schaltens“ des Lichtbogens, wird die Plasmasäule Schritt für Schritt zur Anode verlängert. Jeder Schritt geht mit einer Dehnung des Lichtbogens

von der vorhergehenden zur nachfolgenden Kaskadenplatte einher, wodurch die Bogenspannung um etwa $\Delta U = 5 \text{ V}$ gesteigert wird. Für einen Zeitraum von $\Delta t = 250 \text{ ms}$ fließt über jeweils eine Kaskadenplatte der Gesamtstrom.

Der Bogenfußpunkt springt von Kaskadenplatte K_i zur Kaskadenplatte K_{i+1} durch das Öffnen des Halbleiterschalters S_i zwischen Kaskadenplatte K_i und dem Anodenpotential.

Der Schalter der Kaskadenplatte K_i ($2 \leq i \leq N$, $N = \text{Anzahl der Kaskadenplatten}$) wird jeweils dann geöffnet, wenn eine der beiden nachfolgenden Bedingungen erfüllt ist:

- Der Zündstrom fließt bereits über die Kaskadenplatte K_{i+1} , wobei das Erfüllen dieser Voraussetzung mittels eines Shuntwiderstandes detektiert wird.
- Eine vorgewählte, feste Zeitspanne Δt ist vergangen, in welcher der Zündstrom über die Kaskadenplatte K_i floß.

Durch das Öffnen des Schalters S_i wird die Kaskadenplatte K_i von der Anode getrennt und der Lichtbogenfußpunkt springt auf die nachfolgende Kaskadenplatte K_{i+1} . Auf diese Weise wird der Bogen in diskreten Schritten verlängert, bis er die Anode erreicht hat und der Zündvorgang beendet ist.

Der Zündstrom wird durch die Hauptstromversorgung bereitgestellt. Bei Zündströmen $40 \text{ A} \leq I \leq 100 \text{ A}$ und Bogenspannungen $U \leq 400 \text{ V}$ sowie unter der Bedingung klein zu haltender Leistungsverluste in den Schaltelementen können ausschließlich n-Kanal IGBT's (Insulated Gate Bipolar Transistor, Beispieltyp: Siemens BUP 314 [48]) verwendet werden.

Vergleichbare MOS-Feldeffekttransistoren besitzen bei hohen Drainspannungen und bei strombedingten Temperaturanstiegen einen hohen Durchgangswiderstand und somit eine hohe Verlustleistung. Bipolartransistoren weisen zwar einen geringen Durchgangswiderstand auf, benötigen jedoch aufgrund der geringen Stromverstärkung bei großen Kollektorströmen einen hohen Steuerstrom.

Da die Bezugspotentiale der Kaskadenplatten K_i verschieden sind, muß jeder Schalter S_i mit einer eigenen Betriebsspannung versorgt werden. Aufgrund der kapazitiv übertragenden Störpulse beim Hochspannungsdurchschlag und einer nicht vernachlässigbaren Gate-Kollektor-

Physikalisch-technische Realisierung des Breitstrahl-Plasmabrenners

Kapazität werden zusätzlich Überspannungsableiter, Zenerdioden und Hochspannungsdioden zum Schutz des Schalters eingesetzt.

Ein Mikrocontroller (Typ Microchip PIC17C42) liefert die notwendigen Signale zur Ansteuerung der IGBT's. Zur galvanischen Trennung der Steuersignale sowie der unterschiedlichen Gatespannungen werden Optokoppler verwendet. Durch die externe Beschaltung werden Schaltzeiten $\tau \approx 250 \mu\text{s}$ erreicht.

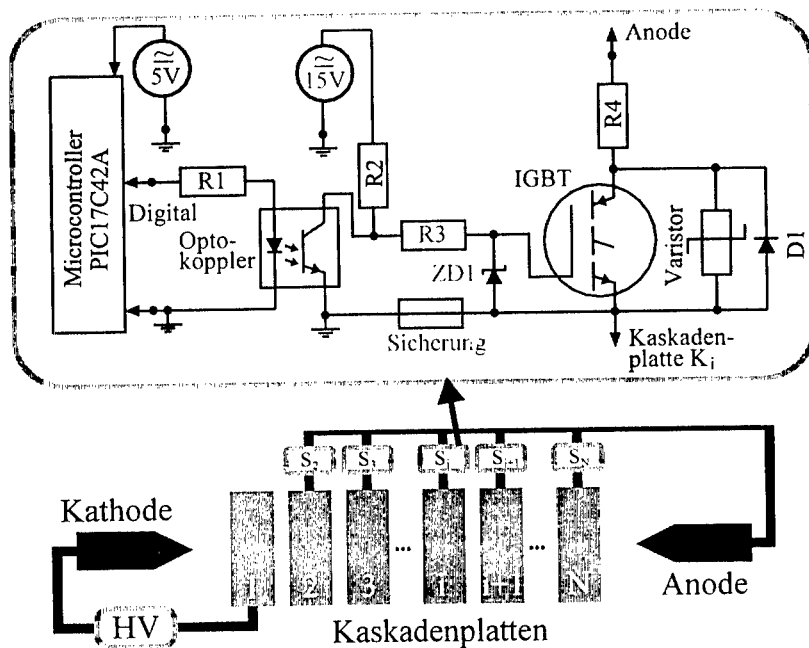


Abbildung 26: Schematische Ansteuerung und Schaltbild der Halbleiterschalter S_i

3.4.2. Analyse des Zündvorgangs

Eine genaue Analyse des Überganges des Bogenfußpunktes von Kaskadenplatte K_i zur Kaskadenplatte K_{i+1} kann durch eine zeitaufgelöste Messung der Ströme I_i und I_{i+1} erfolgen. In Abbildung 27 sind diese Ströme über der Zeit dargestellt.

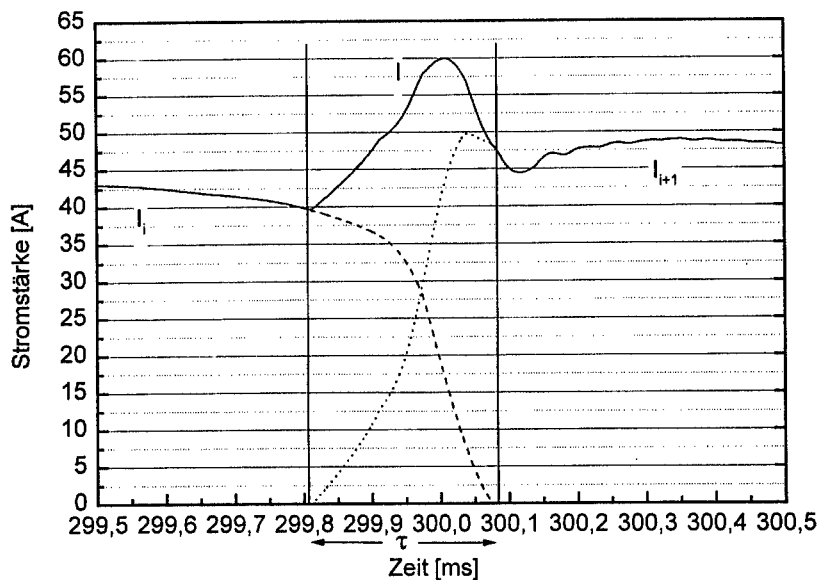


Abbildung 27: Gesamtstrom I sowie Ströme I_i und I_{i+1} der Kaskadenplatten K_i und K_{i+1} während des Bogenfußpunktüberganges

Während der Abschaltzeit $\tau = 250 \mu\text{s}$, wird der Bogenstrom in zwei Teile aufgespalten, was einem allmählichen Übergang des Lichtbogens zur Kaskadenplatte K_{i+1} bedeutet.

Der Grund für diese Stromaufteilung liegt in der Übertragungsfunktion $U_{CE}(U_G)$ [49] des IGBT begründet. Durch die allmähliche Absenkung der Gatespannung erhöht sich die Durchgangsspannung U_{CE} und steigert damit den Durchgangswiderstand des Halbleiterschalters S_i . Da der nachfolgende Schalter noch die volle Gatespannung besitzt und damit den geringen Durchgangswiderstand, ist dieser gegenüber dem vorherigen Schalter bevorteilt. Dieser Übergang der Bogenstromstärke ist ein direkter Beweis für den aktiven Schaltungsvorgang der Zündmethode.

Die Stromstärkeüberhöhung im Übergangsbereich τ resultiert aus einer Verringerung des Gesamtwiderstandes durch die Parallelschaltung der Schalter S_i und S_{i+1} während des Transfers. Um den schaltungstechnischen Aufwand zu minimieren, ist nicht jede der Kaskadenplatten mit der Anode verbunden. Nach experimentellen Ergebnissen können bis zu drei aufeinander-

folgende Kaskadenplatten (vgl. gestrichelte Linien in Abbildung 21) ohne Einflußnahme auf den Erfolg des Zündvorgangs abgetrennt werden.

Die Spannung $\Delta\tilde{U}$ zwischen der stromführenden Kaskadenplatte und der nachfolgend kontaktierten, stromfreien Kaskadenplatte ist hilfreich, jedoch nicht unabdingbar für die Bogenfußpunktsbewegung.

Jede Kaskadenplatte K_i wird jeweils für eine Zeitdauer $\Delta t = 250$ ms vom Gesamtstrom durchflossen, bis der Schalter S_i zur Anode geöffnet wird. Das Zeitintervall Δt ist klein zu halten, um den Wärmeeintrag der Kaskadenplatten zu reduzieren. Eine ausgedehnte Verweilzeit Δt des Lichtbogens würde die Kupferwände der Kaskadenplatten schädigen. Um ein Abreißen des Lichtbogens zu vermeiden, darf ein experimentell ermittelter Minimalwert $\Delta t_{\min} = 50$ ms jedoch nicht unterschritten werden.

In der Theorie von Boldt [41] wird die Zeitskala des Zündvorganges für das Elektrodengas Argon berechnet. Die thermische Expansion des Gases ist der dominierende Mechanismus der Bogenausbreitung. Für die Abschätzung der Ausbreitungsgeschwindigkeit wird angenommen, daß der elektrische Energieeintrag vollständig in kinetische Energie des Plasmas umgewandelt wird. Im Rahmen der Parameter des Breitstrahl-Plasmabrenners kann hiermit eine Verweildauer auf den Kaskadenplatten berechnet werden, die wesentlich kleiner ist als der experimentell ermittelte Wert Δt_{\min} . Dieser Widerspruch kann durch die geänderte Geometrie der Bogenkammer mit schlitzförmiger Düse erklärt werden, die zu einem modifizierten Mechanismus der Bogenausbreitung führt. Dieser neue Mechanismus der Bogenausbreitung wurde wie nachfolgend beschrieben mit optischen Methoden untersucht.

Die Verweilzeitdauer von $\Delta t = 250$ ms gestattet eine in-situ Beobachtung des Zündvorganges innerhalb des Schlitzes mittels einer CCD Kamera (Sony XC-77). Die Zündsequenz, dargestellt in der rechten Hälfte von Abbildung 28, zeigt beispielhaft den Übergang des Anodenfußpunktes von der Kaskadenplatte K_6 zur Kaskadenplatte K_7 . Entsprechend den Bogenaufnahmen der rechten Seite ist in der linken Hälfte eine schematische Darstellung der Bogenformänderung skizziert.

Physikalisch-technische Realisierung des Breitstrahl-Plasmabrenners

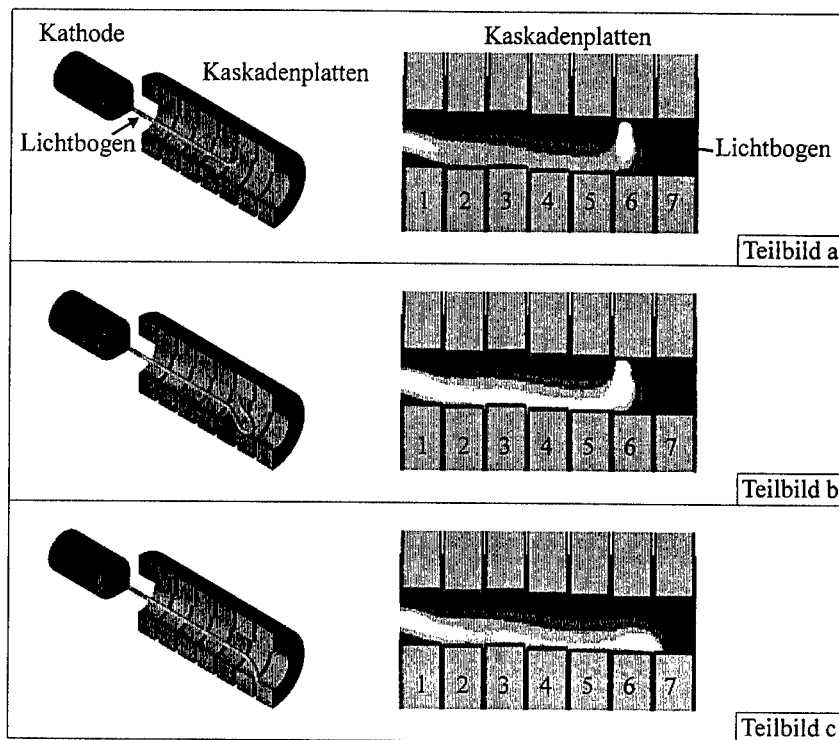


Abbildung 28: Experimentelle Aufnahme und schematische Darstellung des Bogenfußpunkt-Versatzes von Kaskadenplatte K_6 auf Kaskadenplatte K_7

Im Teilbild a der Abbildung 28 ist der Ausgangspunkt des gekrümmten Bogenansatzes gezeigt. Der Bogen erzeugt ein inhomogenes Magnetfeld, welches an der Innenseite der Krümmung stärker ist als auf der Außenseite (siehe Abbildung 29).

Hierdurch ergibt sich eine nach außen weisende, resultierende Lorentz-Kraft, welche die Krümmung weiter verstärkt (Teilbild b). Die Kontaktierung zur nächsten Kaskadenplatte findet dort statt, wo der Abstand zwischen dem gekrümmten Bogen und der Wand der nächsten Kaskadenplatte minimal ist.

Die neue Position des Bogenfußpunktes auf der Kaskadenplatte K_{i+1} liegt daher gegenüber seiner vorherigen Lage auf der Kaskadenplatte K_i . Dieser Effekt ist für das Beispiel des Überganges von K_6 auf K_7 im Teilbild c der Abbildung 28 gezeigt.

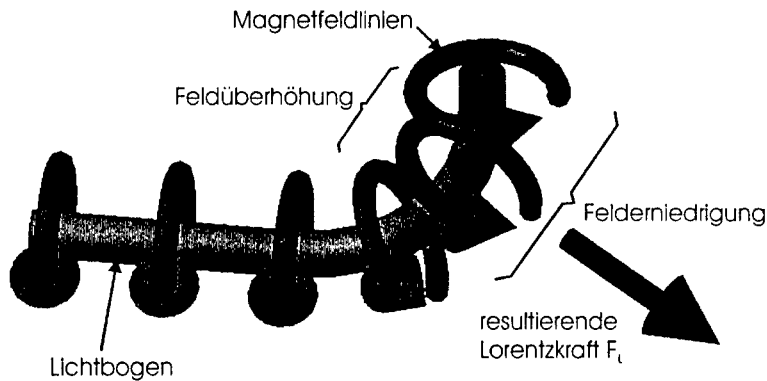


Abbildung 29: Resultierende Lorentzkraft F_L auf den Lichtbogen aufgrund der Feldinhomogenität

Dieses Modell wird durch den systematisch alternierenden Ansatz des Lichtbogens im Verlängerungsvorgang gestützt. Der auf magnetischen Kräften basierende Mechanismus unterscheidet sich von der thermischen Ausbreitung und kann die verlängerte Zündzeitskala qualitativ erklären.

3.5. Einsatzpotential reaktiver Gase

Wie bereits in Kapitel 3.1. erwähnt, zeichnet sich der Breitstrahl-Plasmabrenner im Vergleich zu konventionellen Plasmabrennern durch die Verwendbarkeit einer Vielzahl von Plasmagasen bzw. Plasmagasmischungen aus.

Die Zufuhr von Argon als Elektrodengas erlaubt einen Betrieb der Kathode und Anode in kontrollierter Inertgasatmosphäre. Die hierfür erforderlichen, geringen Gasmengen (1-2 slpm) reichen zur vollständigen Abtrennung der Elektrodenbereiche vom Zentralbereich aus.

Physikalisch-technische Realisierung des Breitstrahl-Plasmabrenners

Die Schutzgasanströmung wird zudem durch die eigenmagnetische Beschleunigung des Plasmas an den Bogenansatzpunkten [50] unterstützt, die Plasmagasströmungen in den Zentralbereich hervorruft. Wie in Kapitel 5.4 gezeigt wird, treten diese Argonplasmastrahlen als parasitäre Strömungen in den Randbereichen des Schlitzes auf.

Die Verwendbarkeit verschiedener Plasmagase eröffnet ein großes Einsatzpotential für den Breitstrahl-Plasmabrenner. Durch die Plasmagasmischung können als zwei wesentliche Größen des Plasmas seine Temperatur und seine plasmachemische Zusammensetzung verändert werden.

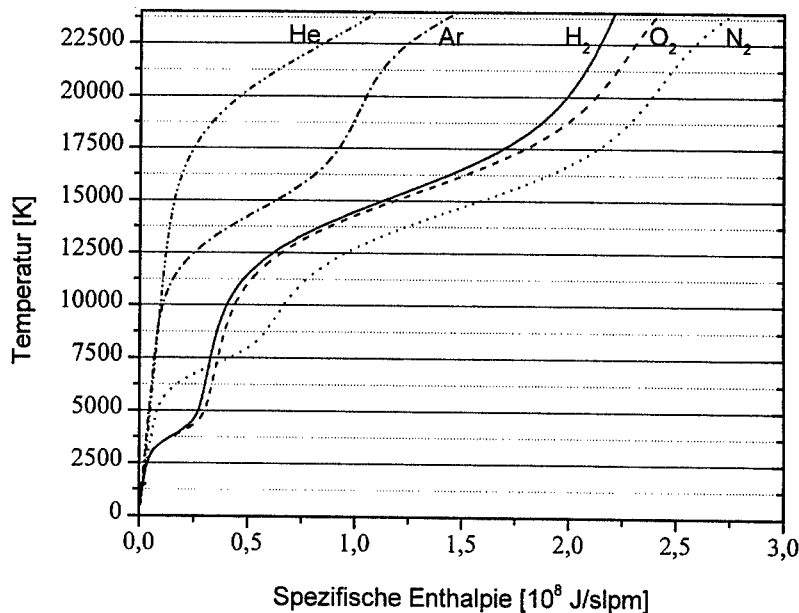


Abbildung 30: Zusammenhang von spezifischer Enthalpie und Temperatur bei thermischen Plasmen verschiedener Plasmagase

Je nach Plasmagasart stellt sich bei vorgegebener Enthalpie eine zugeordnete Temperatur ein, die bei Moleküllgasen aufgrund von Dissoziationseffekten deutlich niedriger ist als bei monoatomaren Gasen. Bei einem Wert der spezifischen Enthalpie von beispielsweise 0,5 J/slp ergibt sich in einem Argonplasma eine Temperatur von $T_{\text{Argon}} \approx 15000$ K und in einem Stick-

stoffplasma $T_{\text{Stickstoff}} \approx 8000 \text{ K}$. Der spezifische Wärmehalt oder die spezifische Enthalpie h eines Plasmastrahls mit dem Gasfluß ϕ_p wird dabei durch die mit dem thermischen Wirkungsgrad η multiplizierte zugeführte elektrische Leistung P_{el} bestimmt:

$$h \approx \frac{\eta \cdot P_{el}}{\phi_p} \quad (11)$$

Die Temperatur ist bei thermischen Plasmen die Schlüsselgröße für die verschiedenartigen Plasmaeffekte. So ändert beispielsweise eine Verdoppelung der Temperatur von 4000 K auf 8000 K die Dichte der einfach geladenen Sauerstoffionen O^+ eines Sauerstoffplasmas um über fünf Zehnerpotenzen (Abbildung 31).

Durch die Temperatur werden zudem die Konzentrationen der neutralen, ionischen und radikalischen Spezies bestimmt. Durch Mischung zweier unterschiedlicher Gasarten, können somit durch das eine Gas die Temperatur eingestellt werden, und durch das andere Gas gezielt plasmaaktivierte chemische Prozesse stattfinden.

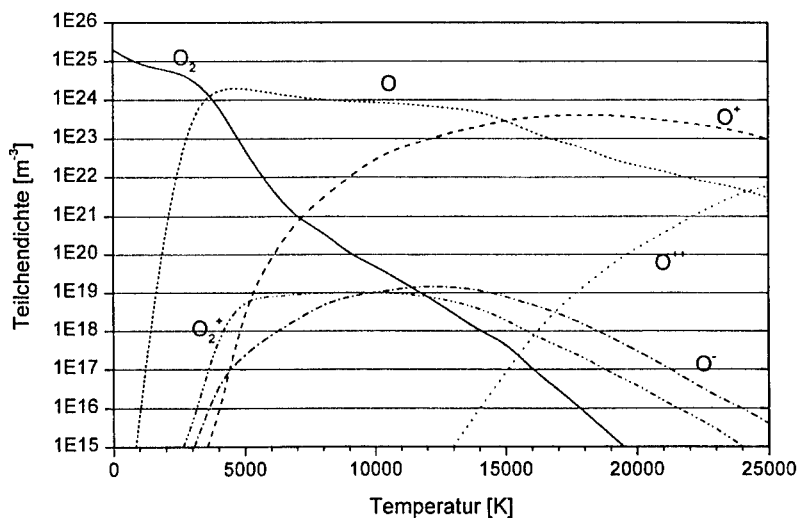


Abbildung 31: Teilchendichten in einem Sauerstoffplasma bei Atmosphärendruck in Abhängigkeit von der Temperatur

Physikalisch-technische Realisierung des Breitstrahl-Plasmabrenners

Bislang konnten Plasmagasgemische der Gasarten Argon, Helium, Wasserstoff, Stickstoff, Sauerstoff, Kohlendioxid und verschiedene Kohlenwasserstoffe (Methan, Propan, Butan, usw.) erfolgreich eingesetzt werden.

4. Numerische Simulation der Lichtbogensäule

Zur Ermittlung der Phänomene des thermischen Plasmas im Breitstrahl-Plasmbrenner stellt die numerische Simulation der physikalisch-technischen Strömungsprobleme eine vorteilhafte Alternative dar. Wegen ihrer rasanten Entwicklung können selbst mit Personalcomputern immer komplexere Probleme gelöst werden.

Die Simulation der Temperatur- und Geschwindigkeitsfelder in der Lichtbogensäule ist für das physikalische Verständnis der Vorgänge im Plasmastrahl von erheblicher Bedeutung. Dazu gehören beispielsweise die Berechnung der notwendigen magnetischen Stabilisationskräfte der Lichtbogensäule oder das Auffinden des optimalen Ortes für die Zugabe von Precursoren beim plasmaunterstützten CVD-Prozeß [51].

Eine weitere Möglichkeit eröffnet die Kenntnis des Temperaturfeldes, um notwendige Optimierungen des Kühlungssystems vorzunehmen.

In diesem Kapitel wird ein mathematisches Modell der Lichtbogensäule des Breitstrahl-Plasmbrenners vorgestellt, welches mit experimentellen Ergebnissen mit großer Genauigkeit übereinstimmt.

4.1. Lichtbogenmodell

Der Breitstrahl-Plasmbrenner wird im Atmosphärendruck als Quelle eines thermischen Plasmas aufgefaßt, das mit dem sogenannten Ein-Flüssigkeitsmodell beschrieben werden kann.

In diesem Modell führen die im Ortsraum (Debyeolumen) und Geschwindigkeitsraum gemittelten Einteilchen-Verteilungsfunktionen zu Bilanzgleichungen jeder Teilchensorte. Durch Annahme des lokalen thermischen Gleichgewichts (LTG) reduzieren sich die Bilanzgleichungen aller Teilchensorten auf die Bilanzgleichungen für eine einzige Teilchensorte.

Eine Herleitung der Gleichungen ausgehend von der modifizierten Liouvillegleichung findet man in Woods [52], Hughes [53] und zahlreichen anderen Veröffentlichungen.

Numerische Simulation der Lichtbogensäule

Voraussetzung für die Gültigkeit dieses Modells ist nach Cap [8] die Erfüllung von acht Bedingungen, die im Anhang 7.2. behandelt werden und in Tabelle 2 für ein Argonplasma zusammengestellt sind.

Wie die typischen Werte zeigen, sind die Bedingungen des Einflüssigkeitsmodells nur in den Elektrodengebieten und den Randbereichen der Plasmasäule nicht erfüllt.

Bedeutung	Forderung	Vorliegende, typische Werte
Plasmazustand	$\frac{1}{n \cdot \lambda_D^3} \ll 1$ n: Elektronendichte λ_D : Debyelänge	0,54
Isotropie	$\frac{l_{frei}}{r_L} \ll 1$ r_L : Gyoradius l_{frei} : freie Weglänge	$7,5 \cdot 10^{-3}$
Quasineutralität	$\frac{\epsilon_0 \cdot \omega}{\sigma_e} \ll 1$ ω : charakteristische Frequenz σ_e : elektr. Leitfähigkeit ϵ_0 : Influenzkonstante	$1 \cdot 10^{-10}$
vernachlässigbare Konvektion	$\frac{\epsilon_0 \cdot v}{\sigma_e \cdot l_{frei}} \ll 1$ v: Konvektionsgeschwindigkeit	$1 \cdot 10^{-10}$
vernachlässigbares elektrisches Feld	$\frac{\epsilon_0 \cdot E}{l_{frei} \cdot \sigma_e \cdot B} \ll 1$ E: elektr. Feldstärke B: magn. Flußdichte	$1 \cdot 10^{-4}$
kleine elektrische Felder	$\frac{T_e - T_s}{T_e} \ll 1$ T_e : Elektronentemperatur T_s : Temperatur der schweren Teilchen	0,07
kleine Gradienten	$\frac{T(r + l_{Diff}) - T(r)}{T(r)} \ll 1$ l_{Diff} : Diffusionslänge	$l_{Diff} = 1.5 \text{ mm}$
Mindestdichte	$\frac{n}{n_{min}} \geq 1$ n_{min} : Mindestelektronendichte	$n \approx n_{min}$

Tabelle 2: Bedingungen für das Einflüssigkeitsmodell

Im folgenden Kapitel sollen die verwendeten Gleichungen des Einflüssigkeitsmodells angeführt werden.

4.2. Gleichungen zur Beschreibung des Lichtbogens

Die mathematische Behandlung des Lichtbogens im Breitstrahl-Plasmabrenners muß die thermodynamischen und die elektromagnetischen Bilanzgleichungen sowie die notwendigen Materialgleichungen enthalten. Dabei wird die Entladung durch die Größen Temperatur, Geschwindigkeit, Druck und Stromdichte beschrieben.

Sämtliche Gleichungen sind miteinander gekoppelt und müssen selbstkonsistent gelöst werden. Wie im folgenden zu sehen ist, reduzieren die Forderungen aus Kapitel 4.1. die Erhaltungsgleichungen beträchtlich.

Beim vorliegenden Breitstrahl-Plasmabrenner können noch zwei weitere wesentliche Vereinfachungen vorgenommen werden:

- Wegen der Stationarität des Lichtbogens entfällt die partielle Ableitung nach der Zeit $\frac{\partial}{\partial t}$.

Damit reduzieren sich sämtliche substantielle Ableitungen nach der Zeit zu

$$\frac{d}{dt} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \right) = \vec{v} \cdot \vec{\nabla}.$$

- Weiterhin kann im Lichtbogenbereich Homogenität entlang der Bogenachse angenommen werden, da nach Sauter [54] Elektrodeneffekte nur bis etwa 2 cm Entfernung bemerkbar sind. Das bedeutet, daß sämtliche Größen nicht von der z-Koordinate abhängen ($\frac{\partial}{\partial z} = 0$).

Die Gleichungen werden mit einem kartesischen Koordinatensystem aufgestellt, dessen z-Achse mit der Achse der Lichtbogensäule zusammenfällt (vgl. auch Abbildung 32)

4.2.1. Energieerhaltung

Die Temperaturverteilung bestimmt sich aus der Lösung der Energieerhaltungsgleichung. Der konvektive Enthalpiefluß wird durch Wärmeleitung und die lokale Energieeinkopplung bilanziert. Die Energieeinkopplung ergibt sich aus der Differenz von ohmscher Heizung und Strahlungsverlust. Dabei wird der Strahlungsanteil durch einen Nettoemissionskoeffizienten ϵ beschrieben.

$$\rho \cdot \vec{v} \cdot \vec{\nabla} h = \vec{\nabla} \kappa \cdot \vec{\nabla} T + \vec{j} \cdot \vec{E} - \varepsilon \quad (12)$$

mit: ρ = Massendichte
 h = spezifische Enthalpie
 κ = thermische Leitfähigkeit
 T = Temperatur
 j = Stromdichte
 E = elektrische Feldstärke
 ε = Emissionskoeffizient

4.2.2. Impulserhaltung

Die Geschwindigkeitsverteilung bestimmt sich aus der Lösung der Navier-Stokes-Gleichung. Die Beschleunigungskraftdichten werden durch den Druckgradienten, die Lorentzkraftdichte und die Reibungskräfte ausgeglichen.

Gemäß Palacin [55] darf dabei die Temperaturabhängigkeit der Viskosität μ nicht vernachlässigt werden. Gravitationseffekte können nach Lowke [56] bei Stromstärken $I > 50A$ vernachlässigt werden.

$$\rho \cdot \vec{v} \cdot \vec{\nabla} v_i = -\nabla_i p + (\vec{j} \times \vec{B})_i + \sum_{j=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_j} \mu \cdot \left(-\frac{\partial}{\partial x_j} v_i + \frac{\partial}{\partial x_i} v_j \right) - \frac{2}{3} \cdot \frac{\partial}{\partial x_i} (\mu \cdot \vec{\nabla} \cdot \vec{v}) \quad (13)$$

mit: ρ = Massendichte
 v_x = Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung
 v_y = Geschwindigkeitskomponente in y-Richtung
 p = Druck
 j = Stromdichte
 B = magnetische Flußdichte
 μ = Viskosität

4.2.3. Massenerhaltung

Die Erhaltung der Masse ergibt eine weitere Kontinuitätsgleichung. Beim Bogengas Argon treten keine chemischen Reaktionen auf, sodaß die Summe der Argonatome und der Argonionen konstant bleibt.

$$\vec{\nabla} \rho \cdot \vec{v} = 0 \quad (14)$$

mit: ρ = Massendichte

4.2.4. Ohmsches Gesetz

Die elektrische Zustandsgleichung des Lichtbogens wird durch das verallgemeinerte ohmsche Gesetz beschrieben [8]. Bei Vernachlässigung von Diffusionseffekten [8] gilt:

$$\vec{j} = \sigma \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) - \frac{\omega_L \cdot \tau}{B} \cdot \vec{j} \times \vec{B} \quad (15)$$

mit: j = Stromdichte

σ = elektrische Leitfähigkeit

E = elektrische Feldstärke

v = Geschwindigkeit

B = magnetische Flußdichte

ω_L = Larmorfrequenz

τ = Stoßzeit

Wegen niedriger Geschwindigkeiten und hoher Stoßraten (vgl. Kapitel 7.2.) können induzierte elektrische Felder ($\vec{v} \times \vec{B}$) und der Hallterm ($\frac{\omega_L \cdot \tau}{B} \vec{j} \times \vec{B}$) vernachlässigt werden. Damit ergibt sich das einfache ohmsche Gesetz:

$$\vec{j} = \sigma \cdot \vec{E} \quad (16)$$

mit: j = Stromdichte

σ = elektrische Leitfähigkeit

E = elektrische Feldstärke

4.2.5. Gesetz von Ampère

Die magnetische Induktion, die für die Berechnung der Lorentzkräfte benötigt wird, ergibt sich aus dem Durchflutungsgesetz und wird über die Integration der axialen Stromdichtever-

teilung berechnet. Der Verschiebungsstrom $\epsilon_0 \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ entfällt wegen der Stationarität der Bogenentladung.

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \cdot \vec{j} \quad (17)$$

mit: B = magnetische Flußdichte

μ_0 = Induktionskonstante

j = Stromdichte

4.2.6. Transportkoeffizienten

Die Transportkoeffizienten elektrische Leitfähigkeit σ , thermische Leitfähigkeit κ , Viskosität μ , spezifische Wärmekapazität c_p , usw., die in den Differentialgleichungen auftreten, müssen als temperaturabhängige Größen verwendet werden. Im Anhang 7.3. sind die entsprechenden Daten aufgeführt.

4.3. Numerisches Verfahren

Zur Lösung des gekoppelten Differentialgleichungssystems gibt es verschiedene Ansätze. Die Bewertung diverser Methoden und die Qualifizierung des in dieser Arbeit verwendeten Verfahrens der „Finiten Differenzen“ ist ausführlich bei Hartmann [57] behandelt. Bei dieser Methode werden durch die Verwendung von sogenannten verschobenen Gittern („staggered grids“) die Energie- und Impulsflüsse zwischen benachbarten Volumina detailliert erhalten.

4.3.1. Behandlung der hydrodynamischen Gleichungen

Ausgangspunkt für die Lösung der hydrodynamischen Gleichungen ist die Einteilung des zu betrachtenden Gebiets in volumengleiche Zellen mittels eines orthogonalen Gitters (siehe Abbildung 32). Ziel ist die Transformation der Differentialgleichungen für die unbekannte Größe Φ (Temperatur, Druck bzw. Geschwindigkeit) innerhalb jeder Zelle in sogenannte Diskretisierungsgleichungen.

Die allgemeine Form der Differentialgleichungen lautet:

$$\vec{\nabla}(\rho \cdot \vec{v} \cdot \Phi) = \vec{\nabla}(\Gamma_{\text{Diffusion}} \cdot \vec{\nabla}\Phi) + S_{\text{Quellterm}} \quad (18)$$

Tabelle 3 zeigt eine Zusammenstellung der auftretenden Terme.

Die Erhaltungsgleichungen für die Größe Φ werden in integraler Form verarbeitet, wobei das Integrationsvolumen V jeweils die Zelle mit dem Gitterpunkt P ist.

Eine übersichtliche Darstellung erzielt man mit der Buchstabenkombination E(ast), W(est), N(orth), S(outh) als Anfangsbuchstaben der vier Richtungen zu den Nachbarpunkten [58]. Die Positionen an den Grenzen zwischen zwei angrenzenden Zellen bekommen kleine Buchstaben (e,w,n,s) zugeordnet.

Gleichung	Φ	$\Gamma_{\text{Diffusion}}$	$S_{\text{Quellterm}}$
Energiebilanz	h	$\frac{\kappa}{c_p}$	$\sigma \cdot E^2 - \varepsilon$
Impulsbilanz x-Komponente	v_x	η	$-\frac{\partial}{\partial x} p - j_z \cdot B_y + \frac{1}{3} \cdot \frac{\partial}{\partial x} (\eta \cdot \frac{\partial}{\partial x} v_x) +$ $+\frac{\partial}{\partial y} (\eta \cdot \frac{\partial}{\partial x} v_y) - \frac{2}{3} \cdot \frac{\partial}{\partial x} (\eta \cdot \frac{\partial}{\partial y} v_y)$
Impulsbilanz y-Komponente	v_y	η	$-\frac{\partial}{\partial y} p + j_z \cdot B_x + \frac{1}{3} \cdot \frac{\partial}{\partial y} (\eta \cdot \frac{\partial}{\partial y} v_y) +$ $+\frac{\partial}{\partial x} (\eta \cdot \frac{\partial}{\partial y} v_x) - \frac{2}{3} \cdot \frac{\partial}{\partial y} (\eta \cdot \frac{\partial}{\partial x} v_x)$

Tabelle 3: Terme der Diskretisierungsgleichungen

Um sicherzustellen, daß die Erhaltungsgleichungen auch in der diskretisierten Form erfüllt sind, werden folgende Vereinfachungen getroffen:

- Die gesuchte Größe Φ wird durch ihren Wert $\Phi|_P$ im Zentrum P jeder Gitterzelle ersetzt.

Numerische Simulation der Lichtbogensäule

- Ableitungen werden durch finite Differenzen angenähert, d.h. $\frac{\partial \Phi}{\partial x} \Big|_p = \frac{\Phi|_E - \Phi|_W}{2 \cdot dx}$ bzw.

$$\frac{\partial \Phi}{\partial y} \Big|_p = \frac{\Phi|_N - \Phi|_S}{2 \cdot dy}$$

- Koeffizienten am Rand des Integrationsgebietes werden durch harmonische Mittelwerte

$$a|_e = 2 \cdot \left(\frac{1}{a|_E} + \frac{1}{a|_p} \right), \text{ usw. ersetzt und}$$

- Quellterme $S_{\text{Quellterm}}$, die weder Konvektions- $\vec{\nabla}(\rho_m \cdot \vec{v} \cdot \Phi)$ noch Diffusionscharakter $\vec{\nabla}(\Gamma_{\text{Diffusion}} \cdot \vec{\nabla} \Phi)$ besitzen, werden als Volumenmittelwerte $S|_p$ der Gitterzelle behandelt.

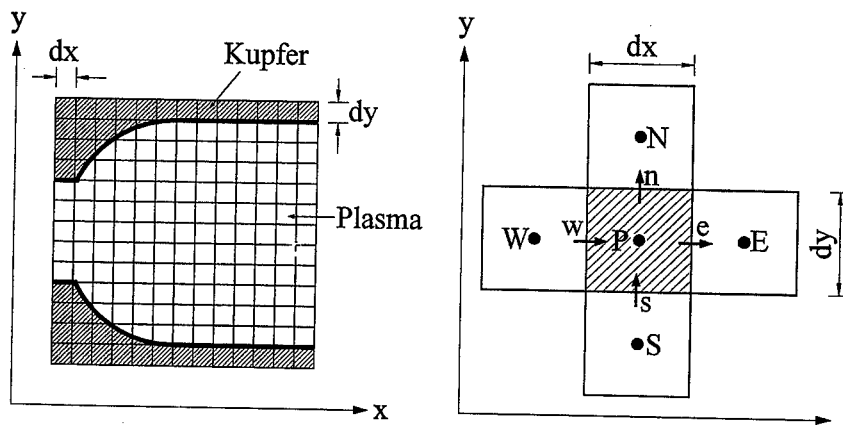


Abbildung 32: Kartesisches Gitter zur Berechnung der Plasmakenngrößen und Darstellung einer Zelle des Grund-Gitters

Für die drei Terme der Differentialgleichung ergibt sich nach Integration über die Teilvolumina folgendes Aussehen:

Quellterm:

$$\iint_{V_p} S \cdot dV_p = S_p \cdot dx \cdot dy \quad (19)$$

mit V_p : Integrationsvolumen der Zelle mit dem Gitterpunkt P

Der Diffusionsanteil kann mit Hilfe des Gauß'schen Satzes [59] in ein Oberflächenintegral umgewandelt werden.

Diffusionsterm:

$$\begin{aligned} \iint_{V_P} (\vec{\nabla} \cdot \Gamma \cdot \vec{\nabla} \cdot \Phi) \cdot dV_P &= \int_{A_P} (\Gamma \cdot \vec{\nabla} \cdot \Phi) \cdot dA_P = \\ \Gamma_e \cdot dy \cdot \frac{\Phi_E - \Phi_P}{dx} - \Gamma_w \cdot dy \cdot \frac{\Phi_P - \Phi_W}{dx} + \Gamma_n \cdot dx \cdot \frac{\Phi_N - \Phi_P}{dy} - \Gamma_s \cdot dx \cdot \frac{\Phi_P - \Phi_S}{dy} \end{aligned} \quad (20)$$

mit V_P : Integrationsvolumen der Zelle mit dem Gitterpunkt P

A_P : Oberfläche der Zelle mit dem Gitterpunkt P

Der Konvektionsanteil erfordert besondere Aufmerksamkeit, da stromaufwärts liegende Punkte wesentlich stärker beeinflussen als stromabwärts liegende. Um dies zu gewährleisten, wird die „upwind“-Methode in Kombination mit einem „staggered“-Gitter [58] angewendet.

Hierbei wird der Wert einer Größe auf einer Trennfläche immer durch den stromaufwärtsliegenden Wert ersetzt. Die Abbildung 33 zeigt die „verschobenen“ Gitter. Zur Berechnung der x-Komponente der Geschwindigkeit am Ort e beispielsweise, wird die Zelle um eine halbe Gitterlänge in x-Richtung verschoben, zur Berechnung der y-Komponente am Ort n um eine halbe Gitterlänge in y-Richtung.

Damit erhält man für den Konvektionsanteil:

Konvektionsanteil:

$$\begin{aligned} \iint_{V_P} (\vec{\nabla} \cdot \rho \cdot \vec{v} \cdot \Phi) \cdot dV_P &= \int_{A_P} (\rho \cdot \vec{v} \cdot \Phi) \cdot dA_P = \\ \rho_e \cdot dy \cdot vx_e \cdot \Phi_1 - \rho_w \cdot dy \cdot vx_w \cdot \Phi_2 + \rho_n \cdot dx \cdot vy_n \cdot \Phi_3 - \rho_s \cdot dx \cdot vy_s \cdot \Phi_4 \end{aligned} \quad (21)$$

mit: V_P : Integrationsvolumen der Zelle mit dem Gitterpunkt P

A_P : Oberfläche der Zelle mit dem Gitterpunkt P

1=P für $vx>0$ und 1=E für $vx\leq 0$

2=W für $vx>0$ und 2=P für $vx\leq 0$

3=P für $vy>0$ und 3=N für $vy\leq 0$

4=S für $vy>0$ und 4=P für $vy\leq 0$

Numerische Simulation der Lichtbogensäule

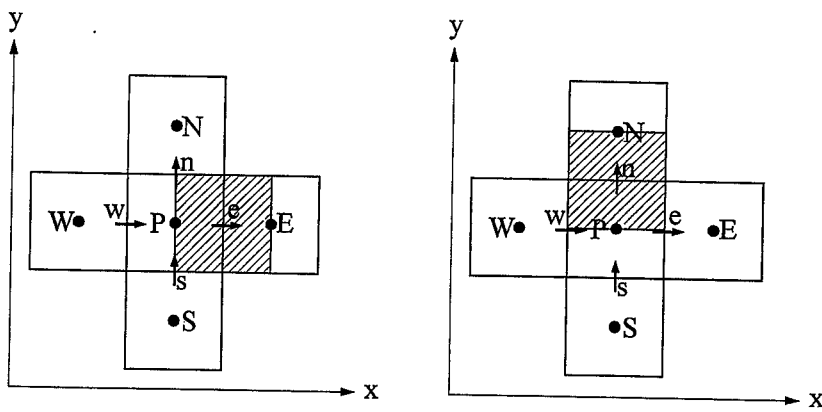


Abbildung 33: Darstellung des verschobenen Gitters

Ausgehend von der allgemeinen Differentialgleichung folgt für die Form der Diskretisierungsgleichung:

$$\Phi_P = \frac{a_N \cdot \Phi_N + a_S \cdot \Phi_S + a_E \cdot \Phi_E + a_W \cdot \Phi_W + b}{a_P} \quad (22)$$

Die Berechnung der verwendeten Koeffizienten a_i ($i = N, S, W, E, P, 0$) zeigt [57].

Für die Ermittlung des Druckfeldes kann nicht die Zustandsgleichung des idealen Gases verwendet werden, da sich die Teilchendichte n im interessierenden Druckbereich indirekt proportional zur Temperatur verhält.

$$\left. \begin{array}{l} p = n \cdot k_B \cdot T \\ n \propto T^{-1} \end{array} \right\} \Rightarrow p = \text{konstant} \quad (23)$$

Deshalb wird im sogenannten SIMPLE-Algorithmus ([58], Semi-Implicit Method For Pressure-Linked Equations) die Kontinuitätsgleichung für die Masse geeignet modifiziert. Es ergibt sich eine sogenannte Druckkorrekturgleichung, deren Aussehen den anderen Diskretisierungsgleichungen ähnelt und lediglich andere Koeffizienten aufweist.

$$p_p = \frac{a_E \cdot p_E + a_W \cdot p_W + a_N \cdot p_N + a_S \cdot p_S + b}{a_p} \quad (24)$$

4.3.2. Behandlung der elektrodynamischen Gleichungen

Die elektrodynamischen Gleichungen werden durch eine weitere Vereinfachung vom hydrodynamischen Teil entkoppelt.

Die gesamte magnetische Flußdichte ergibt sich durch Überlagerung des berechneten Eigenfeldes und des vorgegebenen externen Magnetfeldes.

Das Eigenfeld des Lichtbogens wird dabei näherungsweise als Superposition des Feldes einer Ansammlung von Stromfäden approximiert, durch die der Gesamtstrom I fließt (siehe Abbildung 34).

$$I = \sum_{i=(l,k)} \int_{V_i} j(l,k) \cdot d\vec{x} \cdot d\vec{y} = \sum_{i=(l,k)} \int_{V_i} \sigma(T)_{(l,k)} \cdot E_z \cdot d\vec{x} \cdot d\vec{y} = \sum_{i=(l,k)} \sigma(T)_{(l,k)} \cdot E_z \cdot dx \cdot dy \quad (25)$$

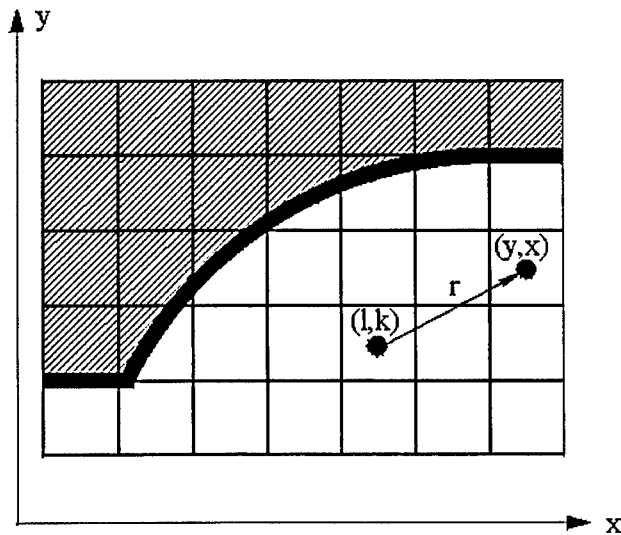


Abbildung 34: Geometrische Beziehungen für die Magnetfeldberechnung

Die elektrische Feldstärke E_z kann als homogen über den Querschnitt betrachtet werden und ist somit bei bekannter Temperaturverteilung $T(y,x)$ ermittelbar:

$$E_z = \frac{I}{\iint_V \sigma_e(T(y,x)) \cdot dx \cdot dy} \quad (26)$$

Durch Superposition der Einzelfelder erhält man die magnetische Flußdichte \vec{B}_{eigen} am Ort (y,x) gemäß:

$$\vec{B}_{\text{eigen}}(y,x) = \sum_{(y,k) \neq (l,k)} \frac{\mu_0 \cdot I(l,k)}{2 \cdot \pi \cdot r^2} \cdot \begin{pmatrix} (x-k) \cdot dx \\ (k-l) \cdot dy \end{pmatrix} \quad (27)$$

Mit Hilfe dieser Näherung wird der elektromagnetische Teil der Gleichungen vom hydrodynamischen Teil entkoppelt, auch wenn er im iterativen Prozeß fortlaufend verändert werden muß.

4.3.3. Lösung des Gleichungssystems mittels SIMPLE-Algorithmus

Aus mathematischer Sicht handelt es sich beim vorliegenden Modell des Langlichtbogens um ein Randwertproblem. Zu dessen Lösung müssen deshalb auf dem Rand des zu berechnenden Gebietes das Temperatur- und Geschwindigkeitsfeld bekannt sein.

Um das Randwertproblem dem PC mitzuteilen, wurden die ursprünglichen partiellen, gekoppelten Differentialgleichungen in lineare Gleichungssysteme mit konstanten Koeffizienten umgewandelt. Für jeden Gitterpunkt $P=(y_P, x_P)$ gibt es eine Gleichung für die gesuchten Größen Φ_P , d.h. für ein Gitter mit N_x Stützstellen in x-Richtung und N_y Stützstellen in y-Richtung muß ein Gleichungssystem für $N_x \cdot N_y$ Unbekannte gelöst werden.

Formal ergibt sich eine quadratische Matrix a_{ij} mit $(N_x \cdot N_y)^2$ Koeffizienten, ein Vektor Φ_{ij} mit $N_x \cdot N_y$ Zeilen und ein Ergebnisvektor b_{ij} mit $N_x \cdot N_y$ Zeilen.

Numerische Simulation der Lichtbogensäule

$$\begin{pmatrix} a_{1,1} & a_{1,2} & \dots & a_{1,j} & \dots & a_{1,N_y \cdot N_x} \\ a_{2,1} & a_{2,2} & \dots & a_{2,j} & \dots & a_{2,N_y \cdot N_x} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ a_{i,1} & a_{i,2} & \dots & a_{i,j} & \dots & a_{i,N_y \cdot N_x} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ a_{N_y,1} & a_{N_y,2} & \dots & a_{N_y,j} & \dots & a_{N_y,N_y \cdot N_x} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \Phi_{1,1} \\ \Phi_{1,2} \\ \dots \\ \Phi_{i,j} \\ \dots \\ \Phi_{N_y,N_x} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} b_{1,1} \\ b_{1,2} \\ \dots \\ b_{i,j} \\ \dots \\ b_{N_y,N_x} \end{pmatrix} \quad (28)$$

Dieses Gleichungssystem kann durch einen direkten, algebraischen Gleichungslöser ausgewertet werden [60]. Iterative Verfahren, wie beispielsweise das Gauß-Seidel-Verfahren [58], sind jedoch insbesondere bei einer großen Anzahl von Gitterpunkten aufgrund des geringeren Speicherbedarfs vorzuziehen.

Dabei wird die gesuchte Größe an jedem Gitterpunkt mit den jeweils aktuellsten Werten berechnet, d.h. mit bereits modifizierten Werten, die im Rahmen des derzeitigen Iterationsschrittes berechnet wurden, und mit Werten aus dem vorangegangenen Iterationsschritt, wenn diese noch nicht an der Reihe waren. Eine Konvergenzbeschleunigung durch sogenannte Line-by-Line-Verfahren, wie TDMA (TriDiagonal-Matrix Algorithm) [61], ADI (Alternating-Direction Implicit) [62] oder SIP (Strongly Implicit Procedure) [63], hat sich als numerisch instabil herausgestellt.

Die numerische Stabilität im gewählten iterativen Prozeß gewährleistet zusätzlich das Verfahren der sogenannten „Unterrelaxation“ [58], bei dem nur ein Bruchteil der Änderung im nächsten Iterationsschritt verwendet wird.

$$\Phi_p^{(n)} = \Phi_p^{(n-1)} + \alpha \cdot \left(\frac{a_N \cdot \Phi_N + a_S \cdot \Phi_S + a_E \cdot \Phi_E + a_W \cdot \Phi_W + b}{a_p} - \Phi_p^{(n-1)} \right) \quad (29)$$

Typische Werte für den Relaxationsfaktor α sind 0,6 bis 0,8 und die Zahl der Iterationsschritte etwa 100. Als Maß für die Genauigkeit der Berechnung wird als Konvergenzkriterium die berechnete elektrische Feldstärke verwendet, da sich diese einfach bestimmen läßt und entsprechend der anderen Größen verändert.

Numerische Simulation der Lichtbogensäule

Aus Symmetriegründen können zudem folgende Vereinfachungen vorgenommen werden, die eine Reduktion der Zahl der Berechnungen um den Faktor zwei bewirken:

$$T(y,x) = T(y_{\max}-y,x) \quad (30)$$

$$v_x(y,x) = v_x(y_{\max}-y,x) \quad (31)$$

$$v_y(y,x) = -v_y(y_{\max}-y,x) \quad (32)$$

Zur Lösung des iterativen Gleichungssystems verfährt der bereits in Kapitel 4.3.1. erwähnte SIMPLE-Algorithmus nach folgendem Muster, der als Flußdiagramm des Programmcodes in Abbildung 58 dargestellt ist:

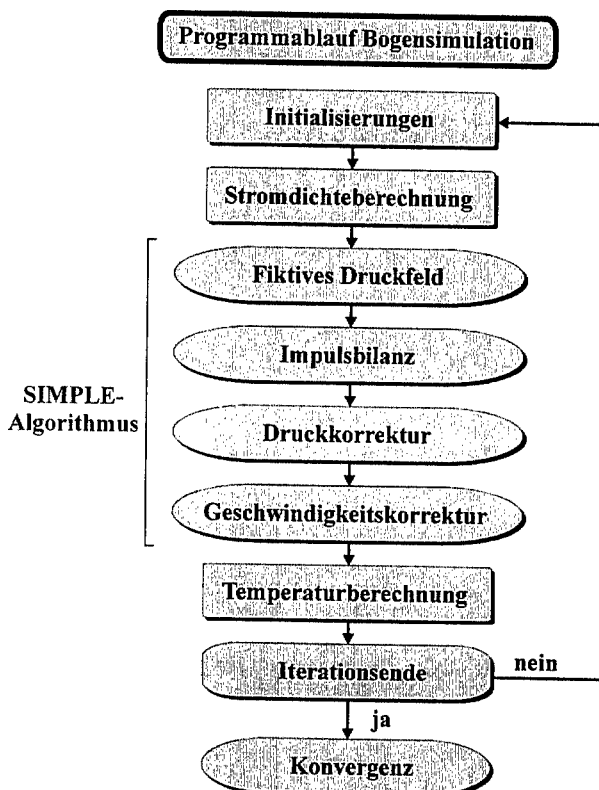


Abbildung 35: Flußdiagramm des Programmablaufes

Ausgehend von einem fiktiven Druckfeld (z.B. aus dem letzten Iterationsschritt oder dem Startwert) wird ein Geschwindigkeitsfeld mit Hilfe der Impulsbilanz berechnet. Dieses genügt noch nicht der Massenkontinuitätsgleichung. Deshalb wird mittels dieses Geschwindigkeitsfeldes ein neues Druckfeld bestimmt, welches erneut in die Impulsbilanz eingesetzt wird. Die so ermittelten Geschwindigkeiten erfüllen jetzt die Kontinuitätsgleichung und können im iterativen Prozeß für die Temperaturberechnung verwendet werden.

4.4. Ergebnisse und Diskussion

Das Ziel dieses Kapitels ist die Darstellung der quantitativen Ergebnisse und deren Interpretation. Es soll ein Zusammenhang zwischen den von außen eingestellten Parametern magnetischer Flußdichte, Stromstärke sowie Gasdurchsatz und den resultierenden Temperatur- und Strömungsbildern hergestellt werden. Zusätzlich erfolgt ein Vergleich der Resultate mit bereits experimentell oder theoretisch durchgeführten Arbeiten, um die Genauigkeit des numerischen Verfahrens zu demonstrieren.

4.4.1. Qualifizierung des Modells mit Ergebnissen aus der Literatur

Nach Maecker [64] können Störungen, die auf einen Plasmalichtbogen wirken, in zwei Kategorien eingeteilt werden:

- Störungen durch das Einwirken äußerer Kräfte (z.B. die Lorentzkraft)
- Störungen infolge von Anströmungen und damit Änderung in der Kühlung

Bevor auf die Störungen eingegangen wird, muß die ungestörte Situation dargestellt werden.

Im vollkaskadierten Lichtbogen mit kreisförmigen Querschnitt erfolgt eine symmetrische, radiale Kühlung. Bei Fehlen eines externen Magnetfeldes bildet sich keine Strömung ($|\vec{v}| \equiv 0$) aus [54]. Die Temperaturverteilung hat ein leicht modifiziertes Gaußprofil [77] und ist rotationssymmetrisch um die Bogenachse. Abbildung 36 zeigt die numerische Berechnung mittels des entwickelten PC-Programms in einem Vollkreisbogen mit Durchmesser $D=6$ mm.

Numerische Simulation der Lichtbogensäule

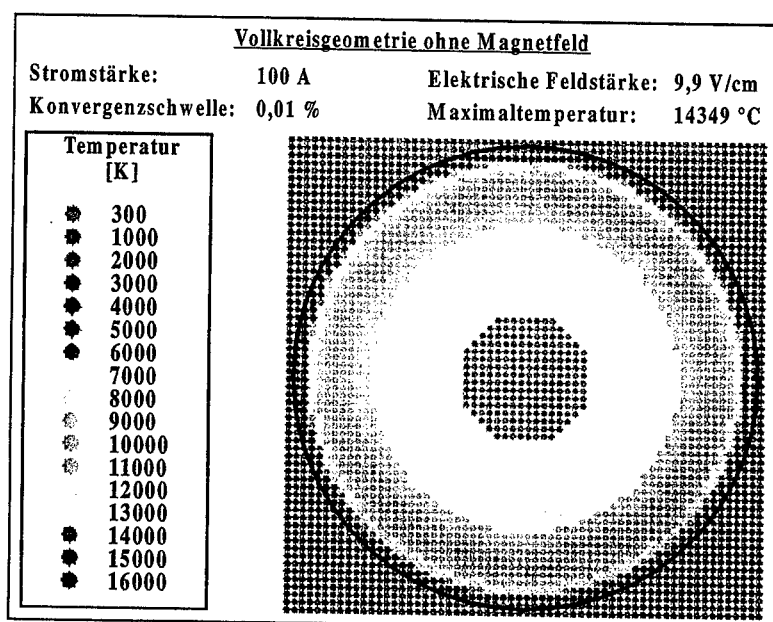


Abbildung 36: Temperaturfeld im Kaskadenbogen ohne externes Magnetfeld

Wird nun ein Magnetfeld senkrecht zur Bogensäule angelegt, so wird das Temperaturmaximum in Richtung der wirkenden Lorentzkraft verschoben. Dies geht einher mit der Ausbildung eines Doppelwirbels im Strömungsfeld, wie bereits Seeger [65] gezeigt hat. Aufgrund der konvektiven Strömung kommt es zu einer erhöhten Kühlung, so daß der effektive Querschnitt für die Stromleitung sinkt und damit zu einem erhöhten elektrischen Widerstand führt. Die Folge ist ein Anstieg der resultierenden elektrischen Feldstärke.

Sämtliche Vorhersagen werden durch die Simulation in Abbildung 37 bestätigt. Der berechnete Anstieg der Feldstärke beträgt 26 Prozent. Durch die Verwendung temperaturabhängiger Materialkoeffizienten können die quantitativen Aussagen von Sauter sogar verbessert werden.

Sebold [28] untersuchte die Strömungs- und Temperaturverhältnisse freibrennender Bögen bei seitlicher Anströmung. Den durch die Anströmung übertragenen Impuls auf die Plasmasäule gleicht ein stabilisierendes Magnetfeld aus (vgl. Kapitel 3.3.). Der Rotor der Lorentzkräfte bewirkt einen Wirbel, durch den es zu einer Umkehr der Massenströmung in Bereichen hoher

Numerische Simulation der Lichtbogensäule

Temperatur kommt. Da dort die Viskosität hohe Werte annimmt, unterstützen die Reibungsterme diesen Vorgang. An der „Luvseite“ entsteht ein ausgeprägter Druckberg.

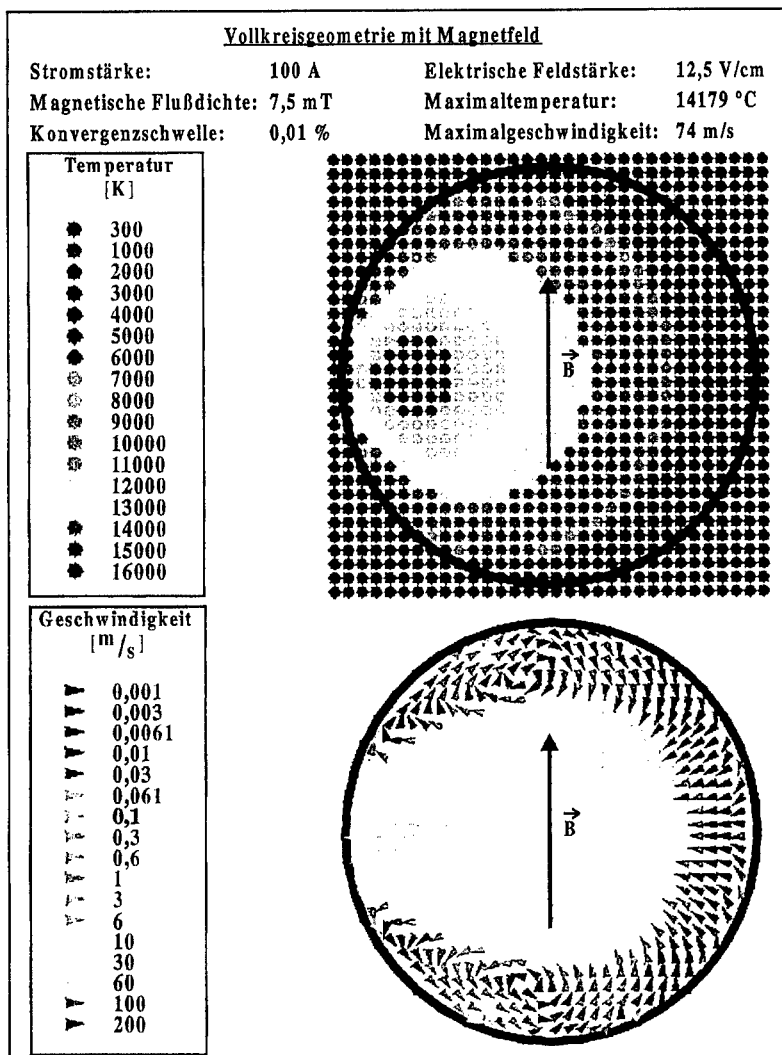


Abbildung 37: Temperatur- und Strömungsfeld im kreisförmigen Kaskadenbogen mit externem Magnetfeld

Numerische Simulation der Lichtbogensäule

Die Trägheitsterme sorgen auf der „Leeseite“ für den Erhalt der Kontinuitätsgleichung und ermöglichen den Abtransport des Plasmas. Dies erklärt das Umströmen des zentralen Plasmabereiches.

Die Verbreiterung des Temperaturfeldes, wird durch das Fehlen einer kühlenden Wand auf der Ausströmseite verständlich. Damit wird die Kontraktion der Plasmasäule teilweise aufgehoben, wodurch sich eine Erniedrigung der elektrischen Feldstärke einstellt.

Diese Situation wird im Breitstrahl-Plasmabrenner bis auf die Art der Magnetfeldstabilisation nachgebildet, und wird im folgenden Kapitel dargestellt.

4.4.2. Breitstrahl-Plasmabrenner

Im Fall des seitlich angeströmten Langlichtbogens, werden geschlitzte Kaskadenplatten für die Brennkammer verwendet.

Diese Geometrie liegt der Berechnung in Abbildung 38 zugrunde, die das Temperatur- und Strömungsfeld eines mit einer homogenen Flußdichte von $B = 5 \text{ mT}$ stabilisierten Plasmas zeigt. Wird auf die inhomogene Feldverteilung der Permanentmagnete verzichtet, kann damit der Breitstrahl-Plasmabrenner beschrieben werden.

Mit einem parabolischen Geschwindigkeitsprofil wird das Bogengas in der Öffnung auf der linken Seite eingegeben und umströmt den heißen Kern des Bogens. Die von Sebold in ähnlicher Geometrie experimentell nachgewiesene Doppelwirbelstruktur ist gut erkennbar. Das einströmende Gas kann praktisch nicht in den heißen Kern des Bogenkanals eindringen und wird von der Gegenströmung zurückgedrängt. Die elektrische Feldstärke ist, wie vorhergesagt, im Vergleich zum Vollkreisbogen um über 20 Prozent auf Werte von $E = 7,7 \text{ V/cm}$ gesunken.

Mit Hilfe des Einflüssigkeitsmodells können die Verhältnisse des Breitstrahl-Plasmabrenners also gut beschrieben werden.

Numerische Simulation der Lichtbogensäule

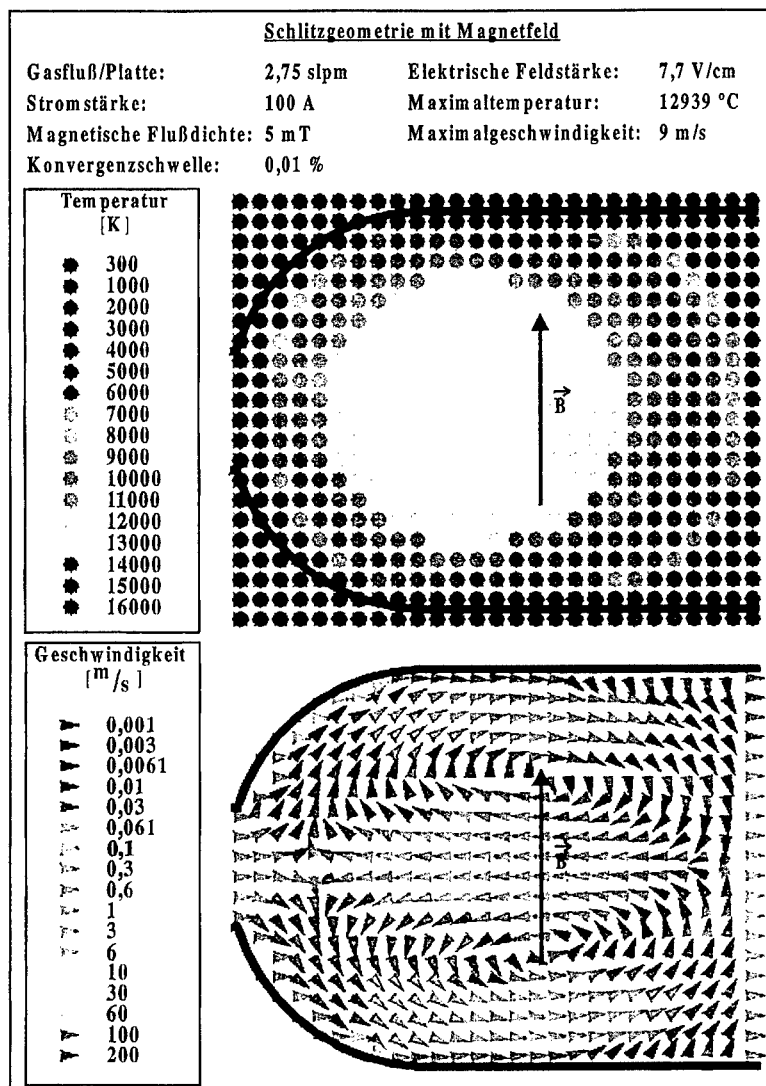


Abbildung 38: Temperatur- und Strömungsfeld im Breitstrahl-Plasmabrenner

Bei einer weiteren Steigerung der magnetischen Flußdichte kann das Einstromen extrem behindert werden. Die Wanderung des Temperaturmaximums in Richtung der gekühlten Wände wird im realen Versuch durch die Erniedrigung des thermischen Wirkungsgrades bestätigt.

Numerische Simulation der Lichtbogensäule

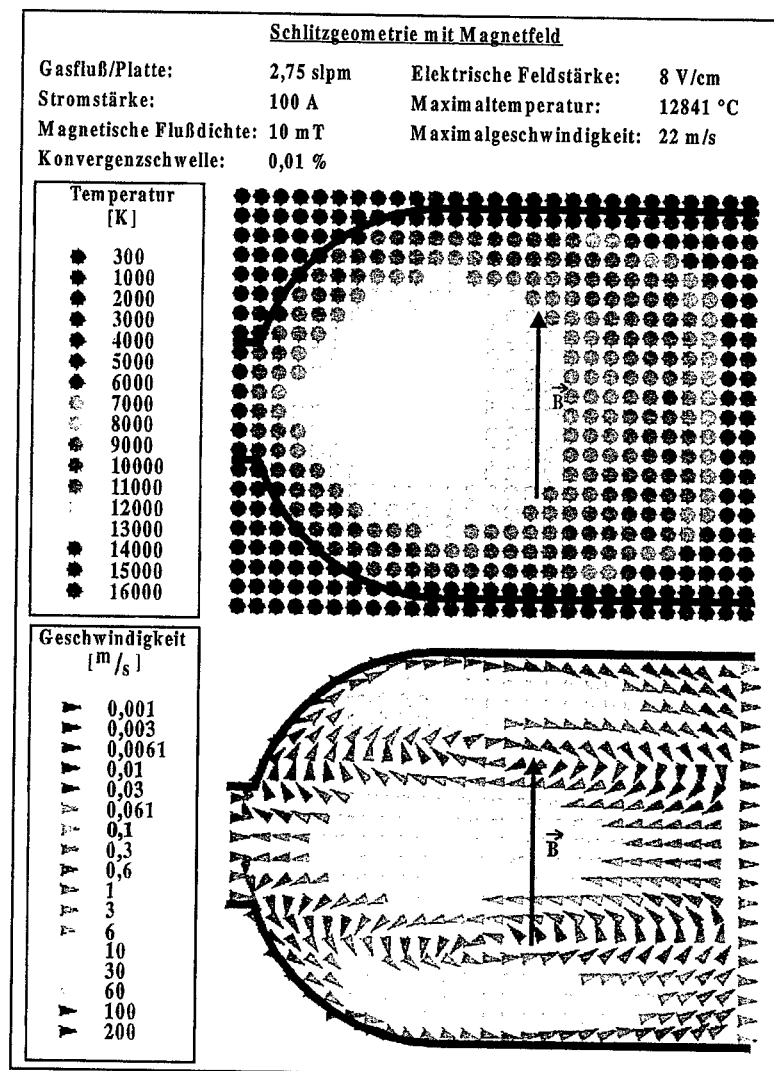


Abbildung 39: Temperatur- und Strömungsfeld bei erhöhter magnetischer Flußdichte

Für das theoretische Modell wurde eine stationäre Entladung im Breitstrahl-Plasmabrenner vorausgesetzt. Für deren Nachweis und zur Überprüfung weiterer Eigenschaften des Plasmastrahls werden im nachfolgenden Kapitel 5 adaptierte Diagnostiken beschrieben.

5. Adaptierte Diagnostikverfahren und Interpretation der Meßergebnisse

Für die Weiterentwicklung moderner technischer Prozesse, bei denen DC-Plasmabrenner eingesetzt werden, ist eine Untersuchung der jeweiligen Bogenentladung und der spezifischen Plasmaeigenschaften wesentlich. Die Optimierung der Entladungseigenschaften und die kontrollierte Beeinflussung der Plasmasäule hängen von der Kenntnis der physikalischen Effekte und Prozesse innerhalb und außerhalb der Lichtbogenkammer ab.

Der Breitstrahl-Plasmabrenner bietet ein breites Feld für elektrotechnische, akustische, optische und thermodynamische Untersuchungen, welche jeweils individuell, aber auch gerade in der Kombination, Aufschlüsse bringen können.

Die in Kapitel 5.1. behandelten elektrischen Messungen der zeitlich und örtlich aufgelösten Verläufe der Lichtbogen Spannung, der Plasmapotentiale und der elektrischen Feldstärken werden in Abhängigkeit von den Betriebsparametern diskutiert.

In Kapitel 5.2 wird ein Diagnostikverfahren auf Basis einer Magnetfeldmessung vorgestellt, welches eine Lokalisierung der Lichtbogensäule und damit des nutzbaren Gasentladungsreichs gestattet. In Verbindung mit den Ergebnissen der elektrischen Messungen können Aussagen über die Stabilität des Plasmabrenners vorgenommen werden.

Akustische Messungen der Schallemission werden in Kapitel 5.3. vorgestellt und vergleichend mit konventionellen Plasmabrennern beurteilt.

Die durch Sondenmessungen ermittelten thermodynamischen Größen Temperatur und Geschwindigkeit des Plasmastrahls werden in Kapitel 5.4. erläutert.

Die Stabilität der Bogenentladung erlaubt optische Messungen des Intensitätsprofils des Plasmafreistrahls. Zusätzlich wird in Kapitel 5.5. ein Verfahren zur Gestaltung der Kontur der Plasmaflamme aufgezeigt.

5.1. Elektrische Methoden

Üblicherweise werden konventionelle Plasmabrenner mit einem Bogenstrom betrieben, der von der Stromversorgungsanlage unabhängig von den Brenneigenschaften als konstanter Gleichstrom geprägt wird. Folglich treten bei Effekten im Plasmabrenner wie Shuntierung oder Längenänderung der Bogensäule teilweise erhebliche Schwankungen der Bogenspannung U auf [66].

Sowohl die Klemmenspannung des Brenners als auch Plasmapotentiale in der Bogensäule wurden zeitaufgelöst gemessen. Es handelt sich hierbei um eine nichtinvasive Methode, da die Aufzeichnung des zeitlichen Spannungsverlaufes ohne Eingriff in den zu untersuchenden Plasmabrenner durch eine hochohmige Messung vorgenommen wird.

5.1.1. Zeitaufgelöste Messungen der Lichtbogenspannung

Die Änderungen der Betriebsspannung von konventionellen Plasmabrennern verursachen aufgrund der Konstanz der Stromstärke erhebliche Fluktuationen der aufgenommen elektrischen Leistung und damit des Wärmeinhalts der Plasmaflamme. Zu behandelnde Substrate werden somit ungleichmäßig mit dem Plasma beaufschlagt, wodurch die Qualität des Prozesses gemindert wird.

Wie in Kapitel 3.3. beschrieben, brennt der Lichtbogen des Breitstrahl-Plasmabrenners nach dem Steenbeck'schen Minimumprinzip auf kürzestem Weg zwischen den Elektroden. Dies hat eine Konstanz der Bogenspannung und somit der elektrischen Leistung zur Folge.

Typische Schwankungen der Bogenspannung des Breitstrahl-Plasmabrenners weisen Werte unterhalb einem Prozent auf (Abbildung 40). Vergleichbare Messungen des industriell weit verbreiteten Plasmabrenners Sulzer Metco F4 zeigen dagegen Abweichungen von über 40 Prozent bei vergleichbaren Parametersätzen.

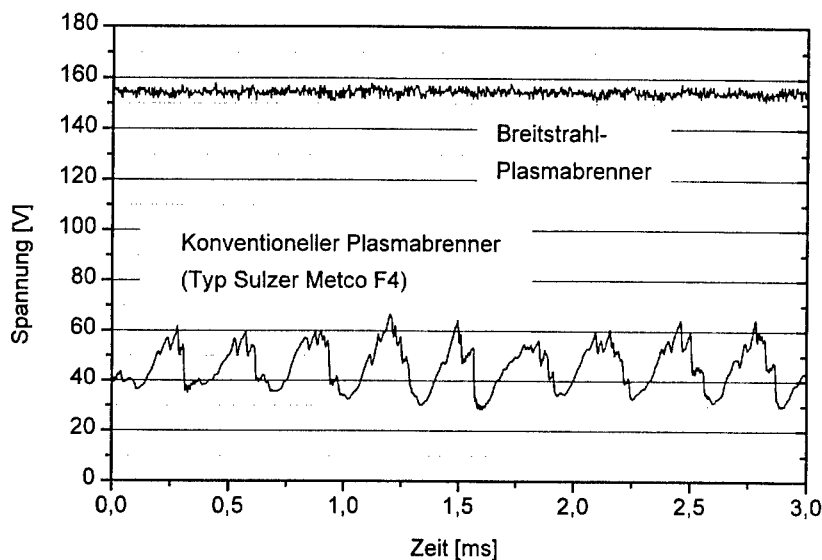


Abbildung 40: Bogenspannungsfuktuationen eines konventionellen Plasmabrenners (Typ Sulzer Metco F4) und des Breitstrahl-Plasmabrenners bei gleichen Werten der elektrischen Leistung ($P = 18.5 \text{ kW}$), der Plasmagaszufuhr (30 slpm Argon+ 5 slpm Stickstoff) und des Drucks ($p = 100 \text{ kPa}$)

5.1.2. Strom-Spannungs-Charakteristiken

Die Bogenspannung eines Plasmabrenners hängt von mehreren Faktoren ab. So ändert sich die Betriebsspannung mit der vorgegebenen Stromstärke, der Menge und der Zusammensetzung des Plasmagases, der Düsengeometrie und der Stärke eines angelegten, externen Magnetfeldes.

Konventionelle Plasmabrenner besitzen im Bereich niedriger Stromstärken den Nachteil eines negativen differentiellen Widerstandes. Ein stabiler Betrieb der Bogenentladung kann jedoch nur dann durch die Stromversorgungsquelle sichergestellt werden, wenn die Bogenentladung einen positiven differentiellen Widerstand ($\partial U / \partial I > 0$) besitzt oder wenn die Stromquelle bei Verbrauchern mit negativem differentiellen Widerstand ($\partial U / \partial I < 0$) den Strom prägen kann. Letzteres erfordert jedoch eine aufwendigere Stromregelung.

Adaptierte Diagnostikverfahren und Interpretation der Meßergebnisse

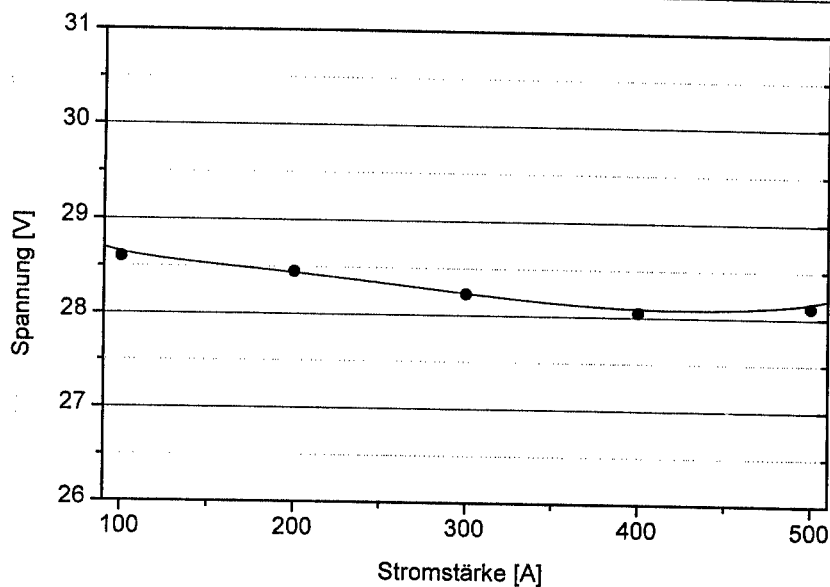


Abbildung 41: Strom-Spannungs-Charakteristik eines konventionellen Plasmabrenners (Typ Sulzer Metco F4), Parameter: Druck $p = 100$ kPa, Plasmagas $\phi_p = 30$ slpm Argon

Beim Breitstrahl-Plasmabrenner ist die Steigung der Strom-Spannungs-Kennlinie unabhängig von der Gasart stets positiv, wie in Abbildung 42 für Stromstärken im Bereich $80 \text{ A} \leq I \leq 275 \text{ A}$ dargestellt ist. Dies gestattet den Einsatz wesentlich einfacherer und damit preiswerterer Regelungen der Stromversorgungsquelle.

Die Plasmagaszusammensetzung beeinflusst maßgeblich die Bogenspannung. Bei konventionellen Plasmabrennern wird durch gezielte Wahl der Plasmagasmischung der notwendige Wärmeinhalt des Plasmas gesteigert.

So werden beispielsweise bei der Anwendung des Plasmaspritzens typischerweise Argon-Wasserstoff-Gasmischungen eingesetzt [67]. Durch Erosionsneigung der meist zylindrischen Anode ist jedoch der Anteil der Molekülgasbeimengungen stark eingeschränkt.

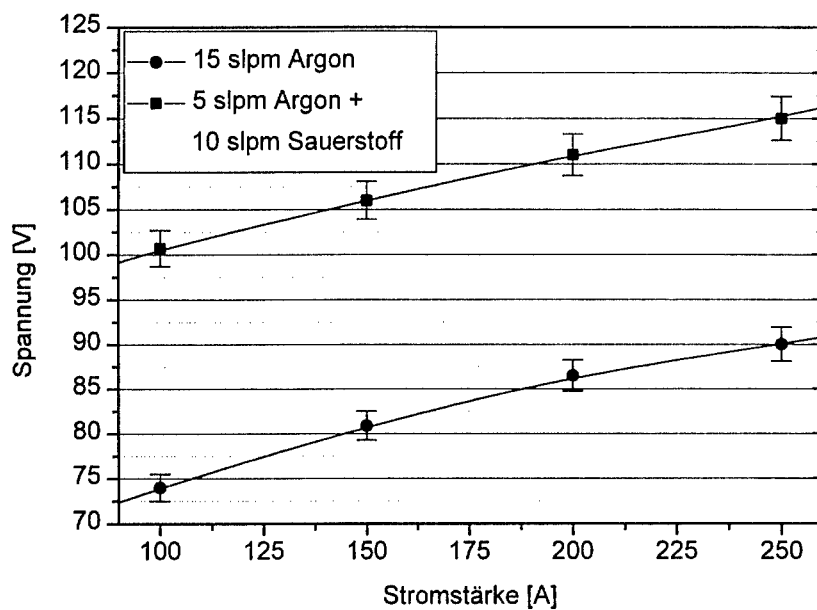


Abbildung 42: Strom-Spannungs-Charakteristik des Breitstrahl-Plasmabrenners, Parameter:
Druck $p = 100 \text{ kPa}$, Elektrodengas $\phi_A = \phi_C = 1.5 \text{ slpm Argon}$

Im Gegensatz dazu erlaubt die Anordnung der Elektroden beim Breitstrahl-Plasmabrenner eine wesentlich größere Auswahlmöglichkeit von Gasmischungen und Molekülgaskonzentrationen (vgl. Kapitel 3.5.).

Wie Abbildung 43 zeigt, steigt die Bogenspannung bei Zunahme des Gasstromes. Dieser Effekt ist auf die stärkere Auskühlung der Bogensäule und die damit verbundene Erniedrigung der elektrischen Leitfähigkeit zurückzuführen (vgl. Kap. 7.4.4.). Durch gezielte Variation der Sauerstoffkonzentration im Bereich von 0 bis 75 % kann die Bogenspannung um den Faktor 1,4 gesteigert werden. Damit wächst die elektrische Leistung ohne Erhöhung der elektrischen Stromstärke ebenso um 40 %.

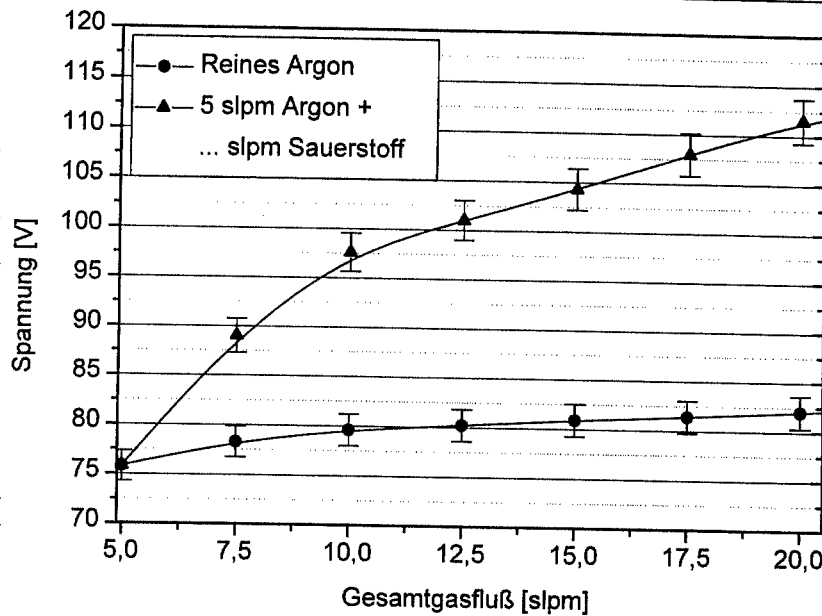


Abbildung 43: Bogenspannung in Abhängigkeit vom Gasfluß bei verschiedenen Gasmischungen, Parameter: Bogenstrom $I = 150$ A, Druck $p = 100$ kPa, Elektroden-gas $\phi_A = \phi_C = 1,5$ slpm Argon

5.1.3. Messungen der elektrischen Feldstärke

Die Bogenspannung des Breitstrahl-Plasmabrenners hängt nicht nur von der Plasmagasmenge, sondern vor allem von der Zusammensetzung des Plasmagases ab. So ist das Mischungsverhältnis der Molekül-gase entscheidend für die erreichbare Maximalspannung. Ausgehend von einem bestimmten Betriebspunkt des Plasmabrenners sinkt beispielsweise die Bogenspannung bei Erhöhung der Argongasmenge, obwohl die Gesamtgasmenge steigt. Diese Eigenschaft des Plasmabrenners kann durch Bestimmung der elektrischen Feldstärken innerhalb der Bogensäule erklärt werden.

Die Feldstärke innerhalb des Plasmabrenners wird durch Messung der Floatingpotentiale der Kaskadenplatten ermittelt. Diese Potentiale unterscheiden sich vom tatsächlichen Plasmapotential um einen Betrag, der durch die Temperatur und die Dichte der Elektronen im Plasma

bestimmt ist [68]. Die Potentiale der Kaskadenplatten sind durch den Elektronenanlaufstrom gegenüber dem Plasmapotential abgesenkt.

Bei homogenen Plasmaverhältnissen kann jedoch durch Differenzbildung der Floatingpotentiale, auf die Differenz der Plasmapotentiale und damit auf die Feldstärke der Bogensäule geschlossen werden. Die Floatingpotentiale für zwei verschiedene Gasmischungen sind in Abbildung 44 dargestellt.

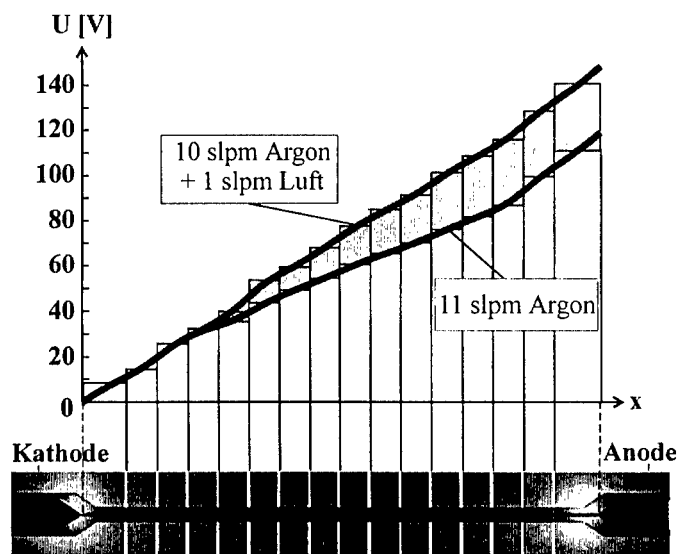


Abbildung 44: Floatingpotentiale der Kaskadenplatten für zwei Gasmischungen, Parameter: Bogenstrom $I = 120$ A, Druck $p = 100$ kPa, Elektrodengas $\phi_A = \phi_C = 2.5$ slpm Argon

Im Bereich der Kathode und des kathodenseitigen Führungsbereiches stellen sich Feldstärken von etwa 10 V/cm ein. Dieser erhöhte Wert der Feldstärke liegt in der vollständigen Wandstabilisierung und der axialen Geschwindigkeit der Argonströmung begründet. Unabhängig von der zugeführten Plasmagasmischung bleibt dieser Wert für festen Bogenstrom und feste Elektrodengasmenge konstant.

Adaptierte Diagnostikverfahren und Interpretation der Meßergebnisse

Der anodenseitige Bereich des Breitstrahl-Plasmabrenners weist im Vergleich zur Kathodenseite noch weiter erhöhte Feldstärken von etwa 12 V/cm auf. Auch dieser Wert bleibt von der Plasmagaszuströmung unberührt.

Die Spannung im Zentralbereich der Bogensäule wird von der Bogengasmischung dominiert. Für reinen Argonbetrieb ergeben sich Feldstärkewerte von 7,3 V/cm, die bei geringfügigen Zumischungen von Preßluft auf über 12 V/cm ansteigen. Die Feldstärke ist maßgebend für die Breite der Kaskadenplatten. Sie wird wesentlich durch die Art des Bogengases und erst in zweiter Linie durch die Gasmenge beeinflusst. Deshalb können mit Konzentrationsänderungen größere Effekte erzielt werden als mit Durchflußänderungen (vgl. die geringe Steigung der Bogenspannung in Abbildung 43 bei reinem Argon als Plasmagas).

Wegen des individuellen Aufbaus des Zentralbereiches durch einzelne Kaskadenplatten ist es sinnvoll, sämtliche Werte des Breitstrahl-Plasmabrenners als längenspezifische Größen anzugeben. Typische Betriebsfeldstärken im Atmosphärendruck betragen je nach Gasmischung und vorgegebener Stromstärke zwischen 7 V/cm und 30 V/cm, wobei eine Maximalleistung von derzeit 6 kW/cm vorgegeben ist.

Diese spezifische Leistung wird durch die maximale Wärmeabfuhr in den Kaskadenplatten beschränkt, welche durch den thermischen Wirkungsgrad von 30-60 % bestimmt wird. Bei vorgegebener elektrischer Stromstärke I , Bogenspannung U , Kühlwassermenge \dot{m}_w , gemessener Temperaturerhöhung des Kühlwassers ΔT und der spezifischen Wärmekapazität c_p von Wasser errechnet sich der thermische Wirkungsgrad η_{th} zu:

$$\eta_{th} = \frac{U \cdot I - \dot{m}_w \cdot c_p \cdot \Delta T}{U \cdot I} \quad (33)$$

Im Vergleich zu konventionellen Plasmabrennern ist der Wirkungsgrad η_{th} durch die Magnetfeldstabilisation reduziert. Bei technischen Anwendungen des Breitstrahl-Plasmabrenners mit festen Betriebswerten, kann jedoch das optimale Magnetmaterial verwendet und damit die Maximierung des Wirkungsgrades vorgenommen werden.

5.2. Magnetfeldmessung mit Hallsensoren

Durch die Messung des Magnetfeldes, das der Bogenstrom in einem Breitstrahl-Plasmabrenner in seiner Umgebung erzeugt, können Rückschlüsse auf die räumliche Lage und den zeitlichen Verlauf des Bogenstromes gezogen werden. Insbesondere bei hohen Gasflüssen muß die Stabilisation durch das externe Magnetfeld nachgewiesen werden.

5.2.1. Meßprinzip und Meßaufbau

Magnetfeldsensoren auf Basis des Halleffektes nutzen die Spannung, die sich aus der Einwirkung des Magnetfeldes auf den Steuerstrom im Sensormaterial ergibt. Maßgeblich ist hierbei die Magnetfeldkomponente senkrecht zur Hallsensorfläche.

Wird der Lichtbogen näherungsweise als Stromfaden in der geradlinigen Bogenachse des Breitstrahl-Plasmabrenners aufgefaßt, so erzeugt ein Bogenstrom $I = 100 \text{ A}$ im Abstand $r = 12 \text{ mm}$ gemäß dem Ampere'schen Gesetz eine magnetische Flußdichte:

$$B(r = 12\text{mm}) = \frac{\mu_0 \cdot I}{2 \cdot \pi \cdot r} = \frac{\mu_0 \cdot 100\text{A}}{2 \cdot \pi \cdot 12\text{mm}} = 1.7\text{mT} \quad (34)$$

Die verwendeten Hall-Sensoren vom Typ Hall400 (Firma ITT) besitzen durch integrierte Vorverstärkung auf der Chipfläche eine Empfindlichkeit $K_B = 40 \text{ mV/mT}$. Die Temperaturdrift des Signals wird durch Temperaturkompensation eliminiert. Die durch Wirbelstromeffekte im metallischen Kupfer und durch interne Verarbeitung verursachte Bandbreite wird experimentell zu $f_{Gr} = 20 \text{ kHz}$ bestimmt [23].

Die Anordnung der drei Hallsonden ist in Abbildung 45a dargestellt. Jede der drei Sonden ermittelt die Normalkomponente B_n des Magnetfeldes \vec{B} , an ihrer individuellen Position.

Bei niedrigen Plasmagasflüssen ($\phi_p \leq 10 \text{ slpm}$) und ausreichenden Stromstärken ($I \geq 100 \text{ A}$) kann der Breitstrahl-Plasmabrenner ohne magnetische Stabilisierung betrieben werden, sodaß die Permanentmagnete entfernt werden können und damit eine Sättigung der Sensorsignale

Adaptierte Diagnostikverfahren und Interpretation der Meßergebnisse

vermieden wird. Wie im Kapitel 5.2.3. gezeigt wird, können dennoch Erkenntnisse für den Betrieb mit eingebauten Permanentmagneten gezogen werden.

In der Abbildung 45b sind in relativen Einheiten die Hallsondensignale U_{S1} , U_{S2} und U_{S3} , die den Normalkomponenten B_{n1} , B_{n2} und B_{n3} entsprechen, in Abhängigkeit vom Ort x der Lichtbogenachse dargestellt. Wie aus der Abbildung schematisch zu erkennen ist, wechselt die proportionale Sensorspannung U_{Si} das Vorzeichen, sobald der Lichtbogen die Position direkt unterhalb des jeweiligen Sensorelements durchläuft. Durch Verwendung von drei Sonden kann einerseits die Empfindlichkeit des Meßverfahrens erhöht werden, und andererseits durch Auswertung der Nulldurchgänge auf einfache Weise eine Lagebestimmung des Lichtbogens erfolgen.

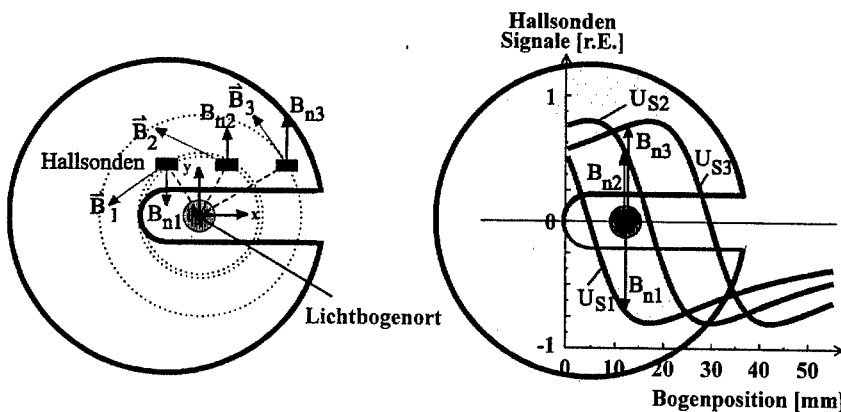


Abbildung 45a: Anordnung der Hallsonden innerhalb einer Kaskadenplatte

Abbildung 45b: Hallsondensignale U_{S1} , U_{S2} und U_{S3} in Abhängigkeit von der Lichtbogenposition

Die mathematische Form der Sensorsignale U_{Si} lautet mit der Position (x_i, y_i) der Sonde P_i , mit der Lage $(x, 0)$ der Bogenachse und mit der Sondenempfindlichkeit K_B :

$$U_{Si} = K_B \cdot \frac{\mu_0 \cdot I}{2 \cdot \pi \cdot \sqrt{(x_i - x)^2 + y_i^2}} \cdot \frac{x_i - x}{\sqrt{(x_i - x)^2 + y_i^2}} \quad (35)$$

Wird die eindimensionale Näherung des Stromfadens durch eine zweidimensionale Approximation mit parabolischer Stromdichteverteilung in der yz -Ebene ersetzt, ergeben sich prinzipiell ähnliche Verhältnisse. Für die Berechnung der Sondersignale muß anstelle des Bogenstromes I eine Integration über die normierte Stromdichteverteilung in Gleichung (35) vorgenommen werden. Die erhaltenen Sensorsignale sind bei lokalisierten Stromdichteverteilungen mit einer Breite von maximal 10 Millimetern um ca. 15 % verkleinert. Der Kurvenverlauf ist jedoch vergleichbar, sodaß die Anwendung des Stromfadenmodells generell gerechtfertigt ist.

Einen Vergleich der Ergebnisse des Stromfadenmodells und des Modells mit parabolischer Stromverteilung zeigt Abbildung 46 in graphischer Form.

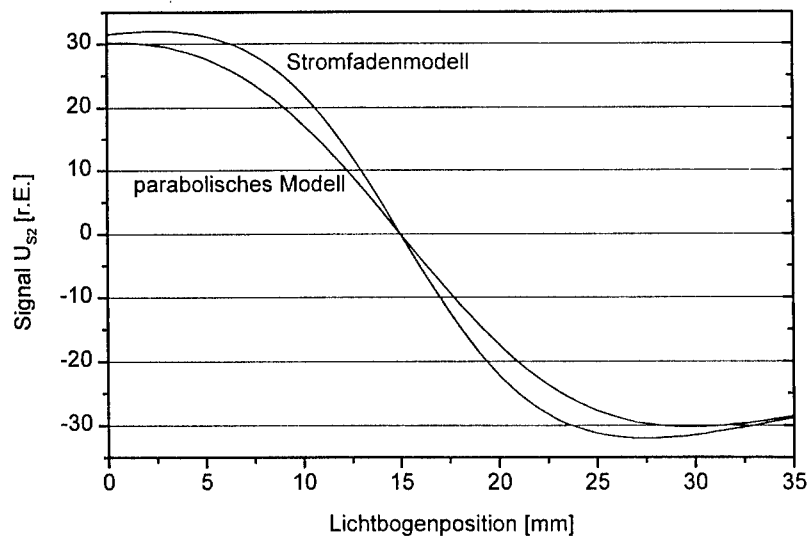


Abbildung 46: Vergleich der Sondersignale U_{s2} mit Stromfaden- und mit parabolischem Modell

5.2.2. Stationäre Auslenkungen der Lichtbogensäule

Durch Auswertung der Sondersignale U_{s1} kann die Position der Lichtbogenachse innerhalb der Bogenkammer bestimmt werden. Die Bandbreite $f_B \approx 20$ kHz der Hallsonden gestattet es,

Adaptierte Diagnostikverfahren und Interpretation der Meßergebnisse

als zwei verschiedene Betriebszustände des Plasabrenners sowohl die stationären Auslenkungen als auch die Fluktuationen der Position der Lichtbogensäule zu untersuchen.

Ein Beispiel für den Fall einer stationären, stabilen Auslenkung der Plasma säule ohne Stabilisierung durch Permanentmagnete zeigt Abbildung 47. Die Koordinate x beschreibt die Entfernung von der Verbindungslinie ($x=0$) der beiden Elektroden. Die Bogenlänge l beträgt 80 Millimeter.

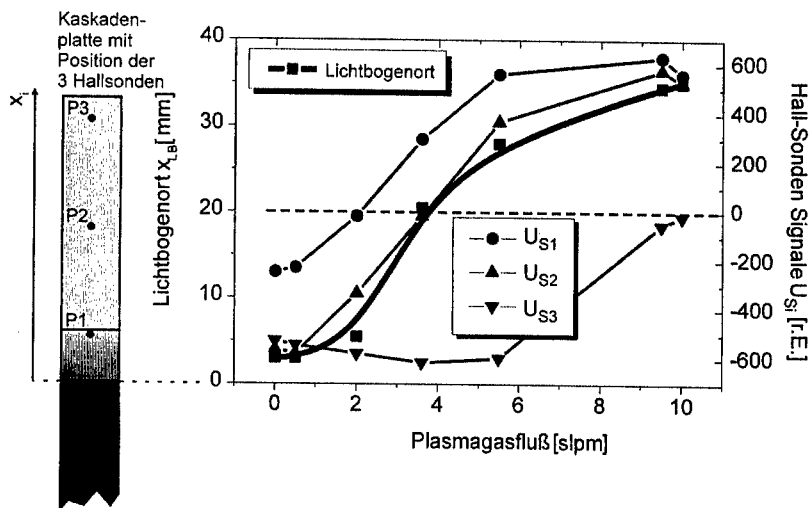


Abbildung 47: Hallsondensignale U_{Si} und berechnete Lichtbogenposition x_{LB} in Abhängigkeit des Plasmagasflusses; Parameter: Bogenstrom $I=120$ A, Druck $p=100$ kPa, Elektrodengas $\phi_A=\phi_C=2.5$ slpm Argon, Plasmagas Argon, Bogenlänge $l=80$ mm

Ohne Anström gas ist der Lichtbogen auf der Verbindungsgeraden zwischen den Elektroden im Zentrum der Lichtbogenkammer ($l=40$ mm) etwa 3 Millimeter von der rückseitigen Wand entfernt positioniert. Dies entspricht dem Steenbeck'schen Minimumprinzip, da der Lichtbogen damit auf dem kürzest möglichen, geradlinigen Weg zwischen den Elektroden brennt.

Eine Erhöhung des Plasmagasflusses bewegt den Lichtbogen von der rückseitigen Wand in Richtung der Öffnung des Schlitzes zu höheren Werten $x_{l,B}$. Diese Modellvorstellung wurde bereits in Kapitel 3.2. im Rahmen der Magnetfeldstabilisation verwendet und wird durch dieses Meßergebnis bestätigt.

Die weitere Steigerung der Plasmagasmenge kann bei Werten oberhalb von 8 slpm zu Lichtbogenlagen außerhalb der Bogenkammer führen, die auch optisch zu erkennen sind. Die weitere Steigerung des Plasmagasflusses bewirkt ein Abreißen der Bogensäule.

Die Lage des Lichtbogens bestimmt in einem erheblichem Maße die Länge des Lichtbogens. Durch die Ausweitung der Bogensäule werden Längenänderungen von bis zu 30 Prozent erreicht [69]. Diese Längenänderung ist bei definierten Feldstärken mit einem Spannungszuwachs verbunden. Die zur Abbildung 47 korrespondierenden experimentelle Ergebnisse der Bogenlänge zeigt Abbildung 48. Die Klemmenspannung steigt von $U = 70$ V ohne Anströmung auf einen Wert $U = 90$ V bei einem Gasfluß von 10 slpm Argon.

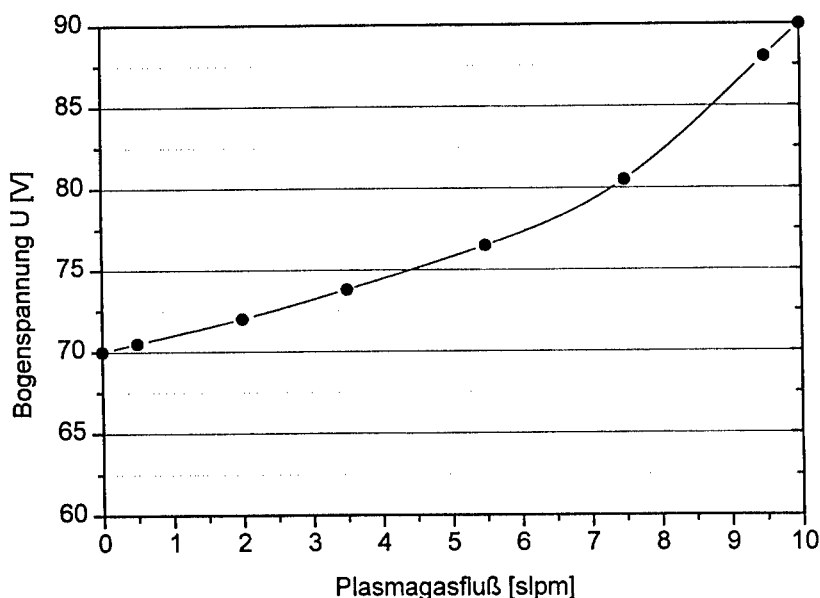


Abbildung 48: Bogenleistungsänderung in Abhängigkeit des Plasmagasflusses

5.2.3. Fluktuationen der Lichtbogensäule

Beim Einsatz des Breitstrahl-Plasmabrenners ohne Magnetfeldstabilisation treten mit Molekülgasgemischen starke Fluktuationen der Bogenspannung auf. Mit Hilfe der Hallsonden-Meßtechnik können diese Fluktuationen modellhaft verstanden werden.

Abbildung 49 zeigt typische Signale von Bogenspannung und Hallsondensignal für eine Argon-Stickstoff-Gasmischung. Zur besseren Übersichtlichkeit wurde nur eines der drei Hall-sensorsignale dargestellt.

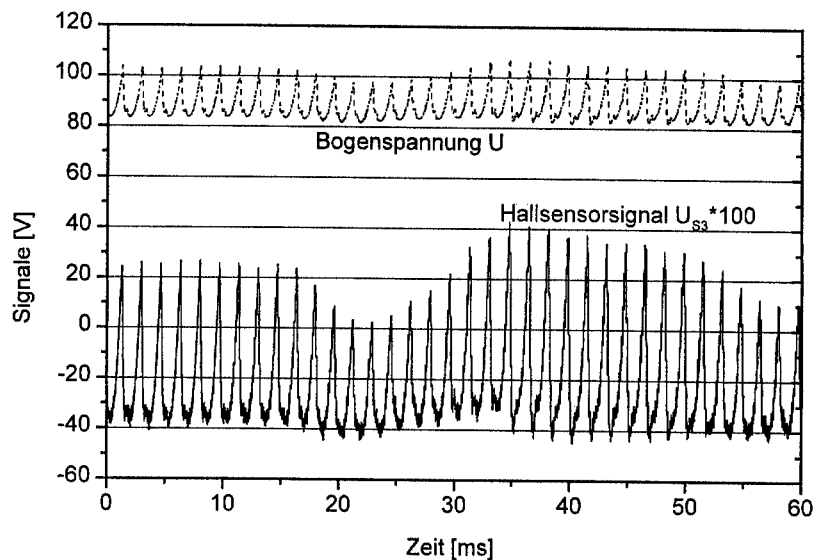


Abbildung 49: Zeitabhängiges Hallsondensignal U_{s3} und zeitaufgelöste Lichtbogenspannung U , Parameter: Bogenstrom $I = 120$ A, Druck $p = 100$ kPa, Elektrodengas $\phi_A = \phi_C = 2.5$ slpm Argon, Plasmagas $\phi_P = 5.5$ slpm Argon + 1.5 slpm Stickstoff, Bogenlänge $l = 80$ mm

Um eine Korrelation der beiden Signale zu erhalten, müssen durch Fouriertransformationen die Frequenzspektren gewonnen und analysiert werden. Wie Abbildung 50 demonstriert, gibt es eine gute Übereinstimmung der charakteristischen Frequenz der Spannungsfluktuation mit

der Veränderung des Sondensignals. Da das Hallsondensignal ein direktes Maß für die Lage des Lichtbogens darstellt (vgl. vorheriges Kapitel), sind die Spannungsfuktuationen mit Bogenlageveränderungen bzw. Lichtbogenverlängerungen gleichzusetzen. Damit sind Schwankungen der Lichtbogenspannung eindeutig auf Lichtbogenkrümmungen zurückzuführen.

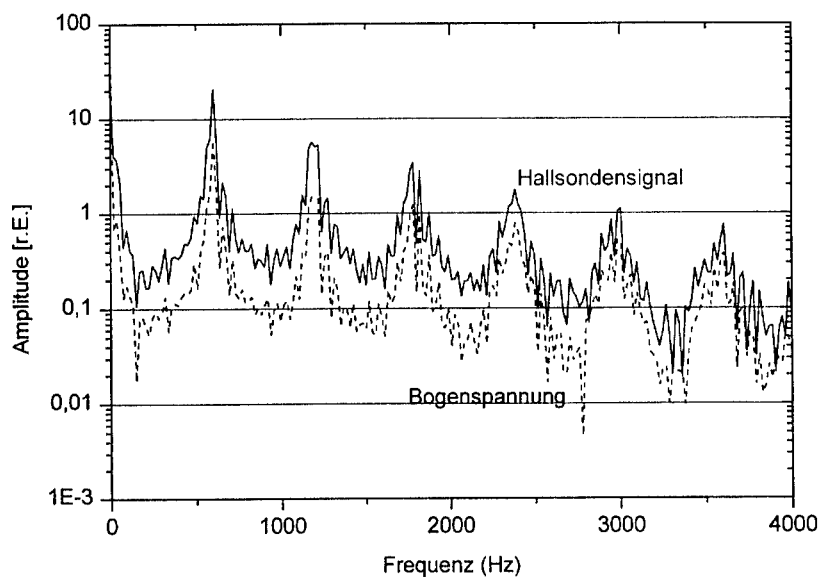


Abbildung 50: Fourierspektrum des Hallsondensignals und der Lichtbogenspannung aus Abbildung 49 im Frequenzbereich 0 bis 4000 Hz

Drei Phasen der Bogenfluktuationen können durch eine zeitaufgelöste Messung der Lichtbogenspannung nachgewiesen werden (vgl. Abbildung 51).

Zunächst erfolgt eine allmähliche Auslenkung und Dehnung des Lichtbogens verbunden mit einer Zunahme der Bogenspannung. Nach dem Erreichen des Maximalwertes kehrt der Lichtbogen spontan wieder in die Ausgangslage zurück und stabilisiert sich, bis eine erneute Dehnung stattfindet.

Infolge der Gaseinströmung beim Breitstrahl-Plasmabrenner kommt es beim Zurückspringen zu einer Überhöhung des Druckes im hinteren Teil der Brennkammerwandung, wodurch eine

Adaptierte Diagnostikverfahren und Interpretation der Meßergebnisse

zusätzliche Kraftkomponente für die Bogensäule entsteht, die für ein kurzes Schwingen in der Phase des Zurückwanderns verantwortlich ist.

Diese drei Phasen der Bogenfluktuationen können durch eine zeitaufgelöste Messung der Lichtbogenspannung nachgewiesen werden.

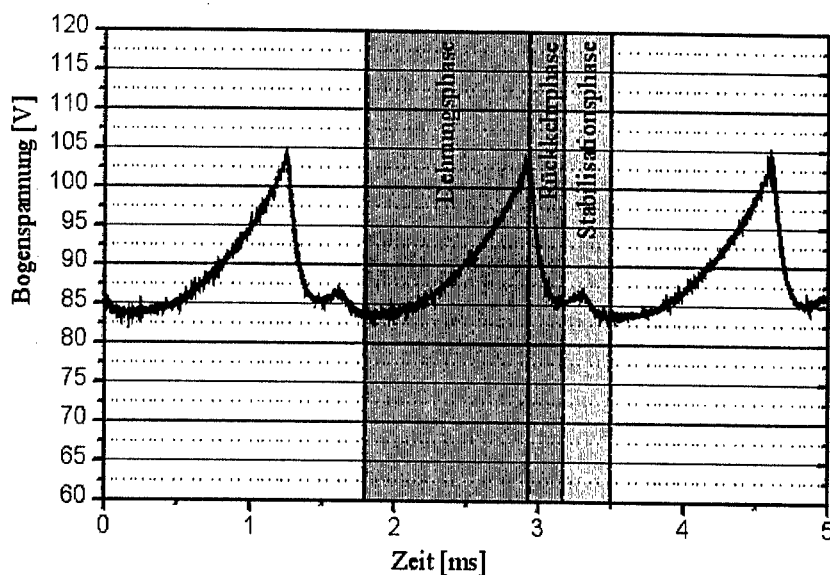


Abbildung 51: Zeitaufgelöste Fluktuationen der Lichtbogenspannung

Da für technische Anwendungen ein stabiler Brennbetrieb Voraussetzung ist, wird die magnetische Stabilisation der Lichtbogensäule notwendig. Bei diesen hohen Werten der magnetischen Flußdichten ist die Hallsondentechnik aufgrund der Sättigung der Sensoren nicht mehr einsetzbar. Durch die Analyse der Spannungsfluktuationen kann jedoch Aufschluß über die Lage sowie Stabilität des Lichtbogens gewonnen werden.

Wie die folgende Abbildung 52 bestätigt, kann bereits durch Anwendung sehr kleiner, homogener Magnetfelder eine Unterdrückung der relativen Schwankungen $\frac{\Delta U}{U}$ der Plasmasäule

erzielt werden. Die Erläuterungen von Kapitel 3.2. begründen den Einsatz von inhomogenen statt homogener Magnetfelder, um den thermischen Wirkungsgrad zu verbessern.

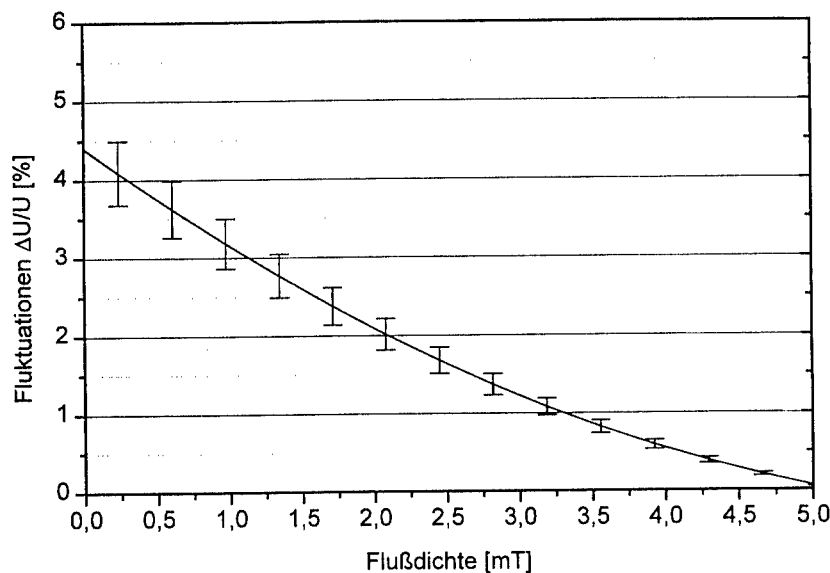


Abbildung 52: Abhängigkeit der relativen Bogenfluktuationen von der Flußdichte eines von außen angelegten, homogenen Magnetfeldes

5.3. Akustische Meßmethoden

Unterschiedliche Plasmabrennertypen und verschiedene Betriebsparameter sind durch spezifische Geräuschentwicklung gekennzeichnet. Es liegt nahe, die Geräuschemission von Plasmabrennern auch quantitativ zu erfassen und zur Beurteilung des Brennerverhaltens heranzuziehen.

Wie bereits Badie [70] gezeigt hat, besteht bei konventionellen Plasmabrennern ein enger Zusammenhang zwischen dem Spektrum der Spannungsschwankungen und dem Spektrum des Schalldrucks. So kommt es aufgrund der Phänomene der Lichtbogenwanderungen innerhalb der Düse eines industriellen F4 Brenners [23] zu Schallemissionswerten bis 120dB(A).

Adaptierte Diagnostikverfahren und Interpretation der Meßergebnisse

Diese hohen Lärmemissionen erfordern aus arbeitsschutzrechtlichen Gründen aufwendige Schallschutzkabinen, die einen erheblichen Kostenaufwand verursachen.

Da die Spannungsfuktuationen beim Breitstrahl-Plasmabrenner gegenüber herkömmlichen Systemen deutlich reduziert sind, sollten demnach auch die Schalldruckpegel geringere Werte aufweisen.

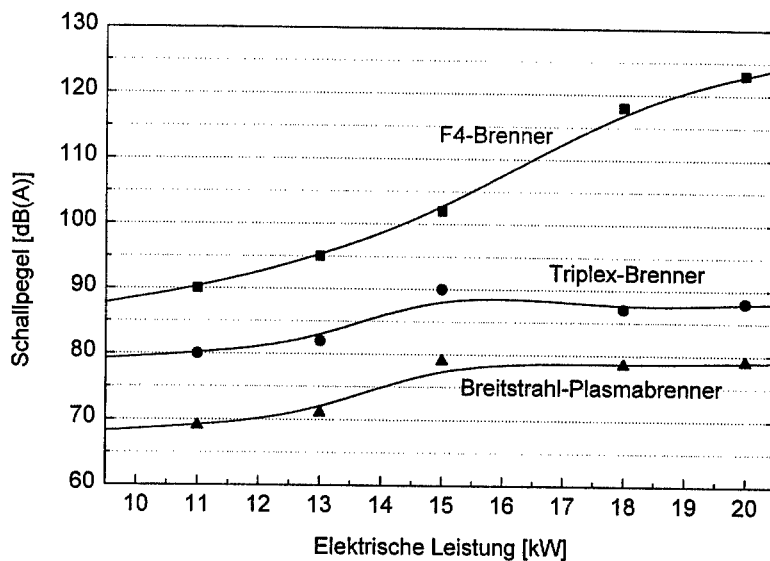


Abbildung 53: Schallpegel der Plasmabrennersysteme Sulzer Metco F4, Triplex [71] und Breitstrahl-Plasmabrenner in Abhängigkeit der zugeführten elektrischen Leistung, Parameter: Druck $p = 100$ kPa, unterschiedliche Gasmischungen und Betriebsströme

Für die drei Brennersysteme Sulzer Metco F4 (Standardbrenner), Triplex (innovativer Dreikathoden-Brenner) und den Breitstrahl-Plasmabrenner sind für unterschiedliche elektrische Leistungen die Schallpegel in Abbildung 53 aufgeführt.

Die Messung wird gemäß DIN 45630 (Grundlagen zur Schallmessung) und DIN 45635 (Geräuschemessung an Autogen- und Plasmabrennern) vorgenommen. Zur Anwendung kommt ein

Präzisionsschallpegelmesser der Firma Lutron (Typ SL-4001), der auf die Bewertung „A“ eingestellt wird.

Wie erwartet, erzeugt der neuartige Breitstrahl-Plasmabrenner deutlich reduzierte Schalldruckpegel. Bei Leistungen von 20 kW treten trotz des Einsatzes von Molekülgasen lediglich Werte von 79 dB(A) auf. Dies ist im Vergleich zum F4-Brenner eine Verringerung der Schallstärke um den Faktor 15. Selbst gegenüber dem verbesserten Triplex-Brenner [71] kann die Schallstärke um den Faktor 3 gesenkt werden.

5.4. Enthalpie- und Geschwindigkeitsmessungen

Mit den in Kapitel 5.1 und 5.2 ausgeführten elektrischen und magnetischen Diagnostikverfahren wird das Verhalten des Lichtbogens innerhalb der Düse erfaßt. Die örtlich und zeitlich stabile Position der Bogensäule ist notwendige Voraussetzung für einen konstanten Leistungseintrag in das Plasmagas. Für den Einsatz des Breitstrahl-Plasmabrenners ist jedoch die Homogenität des austretenden Plasmastrahls von gleicher Bedeutung, da die Eigenschaften des Plasmastrahles die Qualität der Oberflächenbehandlung wesentlich bestimmen.

Mit dem im folgenden beschriebenen Enthalpiesonden-Meßverfahren wird der Plasmafreistrahle außerhalb der Brennkammer hinsichtlich der örtlichen Variation relevanter Plasmamaparameter untersucht.

Nach Darstellung des Meßprinzips und des Aufbaus eines Enthalpiesonden-Meßsystems werden im folgenden Kapitel die Meßergebnisse und die daraus gezogenen Rückschlüsse besprochen.

5.4.1. Meßprinzip und Meßaufbau

Die Kenntnis der beiden Parameter Temperatur und Geschwindigkeit von Plasmastrahlen ist für technische Plasmaprozesse von besonderem Interesse. Durch den Einsatz eines Enthalpiesonden-Meßsystems (Tekna-ENT04) besteht die Möglichkeit einer orts aufgelösten Messung dieser Plasmakennwerte.

Adaptierte Diagnostikverfahren und Interpretation der Meßergebnisse

Der Vorzug der Enthalpiesonden-Methode besteht in der Messung von Temperaturen, die in einem Bereich liegen, der den Einsatz von spektroskopischen Methoden noch nicht, den Einsatz von Temperatursonden (wie bspw. Thermoelementen) jedoch nicht mehr gestattet. Die relativ einfache Anwendung im Vergleich zu Laserstreumethoden machen den Einsatz dieses Verfahrens zusätzlich interessant.

Beim Enthalpiesonden-Meßverfahren wird eine wassergekühlte Sonde in den Plasmafreistrahle eingeführt. Zur Positionierung der Sonde wird der Plasmabrenner mittels einer computergetriebenen 3-Achsen-Verfahreinheit mikrometergenau ($\Delta l < 10 \mu\text{m}$) bewegt. Der experimentelle Aufbau ist in Abbildung 54 dargestellt.

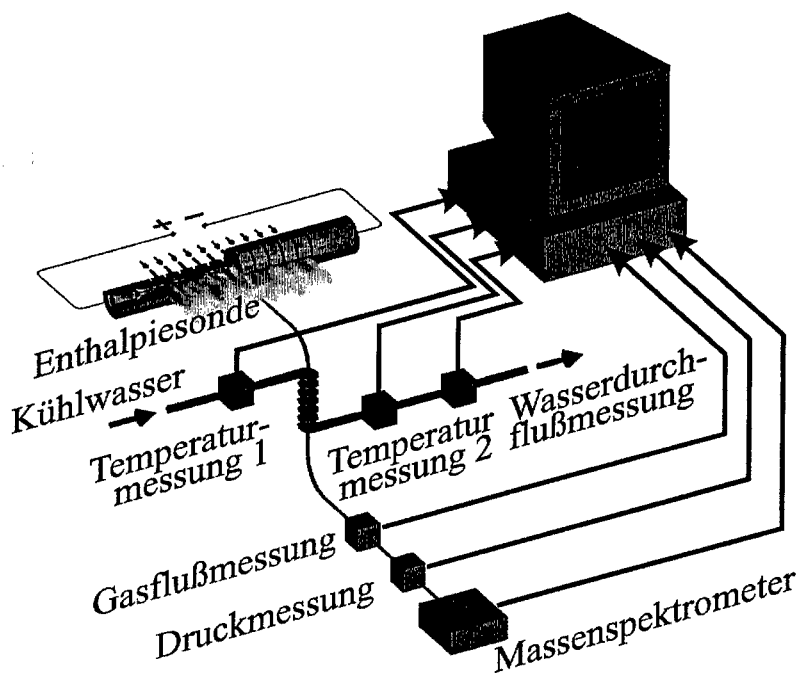


Abbildung 54: Experimenteller Aufbau des Enthalpiesonden-Meßsystems

Die Messung der Temperatur des Plasmas basiert auf einer zweistufigen Energiebilanz des Kühlwassers der Sonde.

Adaptierte Diagnostikverfahren und Interpretation der Meßergebnisse

In einem ersten Schritt (sog. „Sample-Messung“) wird der Wärmeeintrag h_F der Sonde bei Extraktion einer bekannten Menge des Plasmagases ermittelt. Die spezifische Enthalpie der entnommenen Gasmenge wird bestimmt durch Messung des Temperaturanstieges ΔT und der Durchflußmenge \dot{m}_w des Kühlwassers (spezifische Wärmekapazität $c_{p,w}$) sowie der Gasdurchflußmenge \dot{m}_G des Extraktionsgases:

$$h_F = \frac{c_{p,w} \cdot \dot{m}_w \cdot \Delta T}{\dot{m}_G} \quad (36)$$

Um den störenden Wärme flu ß des umgebenden Plasmas auf die Sondenspitze zu berücksichtigen wird im zweiten Schritt (sog. „Tare-Messung“) der Wärmeeintrag h_T der Sonde ohne Extraktion des Gases bestimmt.

Aus der Differenz der beiden Wärmeeinträge kann der Wärmeinhalt des entnommenen Gases berechnet werden:

$$h_p = h_F - h_T \quad (37)$$

Die Temperatur des Plasmas an der Entnahmestelle kann durch Division mit der spezifischen Wärmekapazität des Extraktionsgases erhalten werden:

$$T_p = \frac{h_p}{c_{p,G}} \quad (38)$$

Die genaue Kenntnis der Gaszusammensetzung ist für die Interpretation der Meßwerte von entscheidender Bedeutung. Insbesondere bei Experimenten im Atmosphärendruck ist die Wechselwirkung des Plasmagases mit der Umgebungsluft („entrainment“ [72]) zu berücksichtigen, wodurch sich die thermodynamischen Größen merklich verändern.

In obigen Gleichungen müssen deshalb sämtliche Größen als gemittelte Größen gewichtet mit dem Massenanteil x_i der verschiedenen Gasarten ($1 \leq i \leq n$, n = Anzahl der Gasarten) aufgefaßt werden. Für die spezifische Mischungsenthalpie h_{mix} lautet die entsprechende Gleichung:

$$h_{\text{mix}}(T) = \sum_{i=1}^n x_i h_i(T) \quad (39)$$

Deshalb wird zusätzlich zum Enthalpiesonden-Meßsystem ein Gasanalyse-System auf Basis eines Quadrupol-Massenspektrometers (Typ Balzers QMG311) verwendet. Dieses arbeitet im Hochvakuum $p_{\text{HV}} = 1 \cdot 10^{-6}$ mbar (Kaltkathoden-Druckaufnehmer VM2), welches mit einem Turbomolekularpumpenstand VP3 (Leybold TurboVAC 150) erzeugt wird (vgl. Abbildung 55).

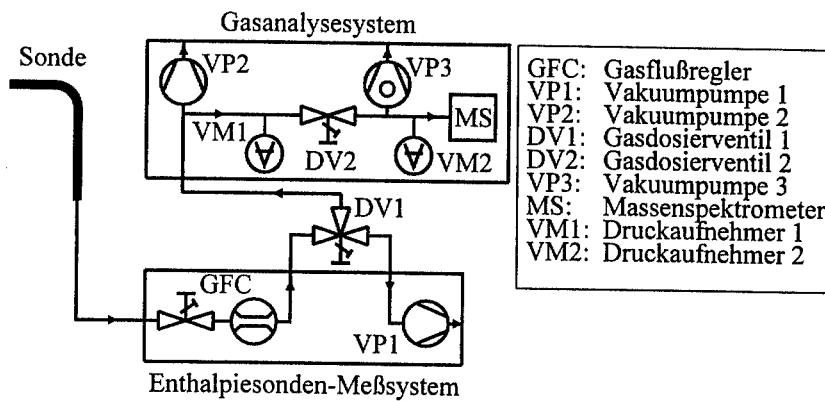


Abbildung 55: Gasanalyse in Kombination mit dem Enthalpiesonden-Meßsystem

Die Bestimmung der Gaszusammensetzung beginnt mit dem Ansaugen des Extraktionsgases, das durch den Gasflußregler (GFC) des Enthalpiesonden-Meßsystems eingestellt wird. Die Strömung wird durch die Druckdifferenz der Drehschieberpumpe VP1 sichergestellt. Das Gasdosierventil DV1 zweigt einen Bruchteil des Extraktionsgases in die 1. Stufe der Gasanalyse-einheit ab. Die Sogwirkung wird durch das dort herrschende Grobvakuum von etwa 1-2 mbar erzielt, und durch eine Drehschieberpumpe VP2 (Balzers DUO 016B) erzeugt. Durch das Gasdosierventil DV2 gelangt das Analysegas in die zweite Stufe, wo es in die Hochvakuumanordnung des Massenspektrometers gesaugt wird und untersucht werden kann.

Adaptierte Diagnostikverfahren und Interpretation der Meßergebnisse

Das zweistufige Gaseinlaßsystem ist notwendig, um innerhalb der Samplingdauer ($t \leq 30$ s) eine Regelung der Gaswechselrate im Hochvakuumteil zu gewährleisten. Dies ist verständlich, da bei vorgegebenem Saugvermögen S der Turbomolekularpumpe der maximale Leckgasstrom durch das Ventil DV2 beschränkt ist. Eine Absenkung des Drucks p_{VK} im Vorkammerbereich ermöglicht eine bessere Dosierbarkeit des Volumenstromes V_{VK} gemäß der Kontinuitätsgleichung:

$$p_{VK} \cdot V_{VK} = S \cdot p_{HV} = \text{konstant} \quad (40)$$

Im Massenspektrometer wird das Gas durch die Ionenquelle in negativ geladene Fragmente zerlegt und im elektrischen Quadrupolfeld bezüglich der verschiedenen Massenzahlen m/Z (m : Ionenmasse, Z : Ionenladung) separiert. Die Detektionseinheit besteht aus dem Sekundärelektronenvervielfacher und einem um 90° versetzten Faradayauffänger. Der gemessene Ionenstrom wird durch einen Elektrometerverstärker (Typ Femto DLPCA-100) in ein Spannungssignal transformiert, welches von einem PC weiterverarbeitet werden kann.

Da für jede Gasart eine spezifische Gassensitivität besteht, müssen durch eine Kalibrationsmessung die Empfindlichkeitswerte jeder Gasart bestimmt werden. Zusätzlich muß der Untergrund innerhalb der Vakuumkammer durch eine "Zerogas-Messung" berücksichtigt werden.

Für eine Argon-Sauerstoff-Mischung des Plasmagases zeigt Abbildung 56 einen Vergleich der Sollwerte und der Meßwerte. Die maximale Abweichung liegt innerhalb der Fehlergrenze von 5 %.

Durch die lange Wegstrecke im Gasextraktionssystem können lediglich stabile Gasbestandteile detektiert werden. Kurzlebige Gasbeimengungen, wie beispielsweise Ozon (O_3), können wegen der hohen Reaktionsrate bei Atmosphärendruck auf diese Weise nicht nachgewiesen werden.

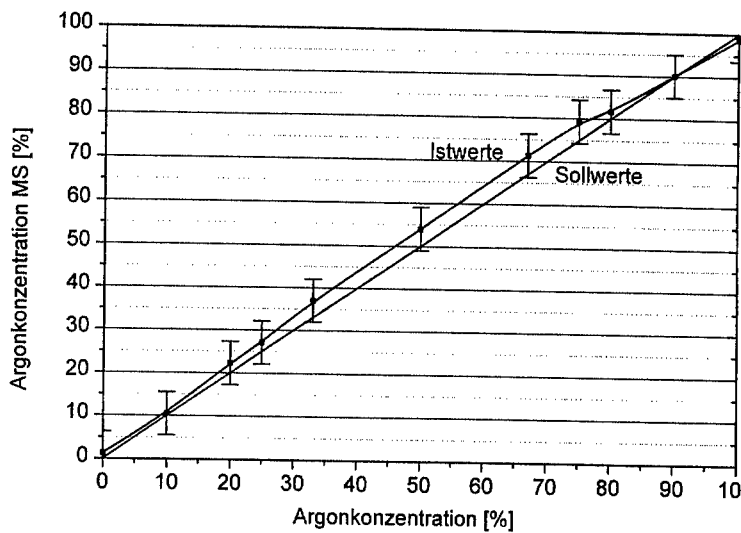


Abbildung 56: Kalibrationsmessung einer Argon-Sauerstoff-Gasmischung

Während der Tare-Messung kann die Sonde als wassergekühltes Pitotrohr aufgefaßt werden. Bei Vernachlässigung der Kompressibilität unter der Voraussetzung kleiner Machzahlen [73], ergibt sich die Geschwindigkeit v des Plasmas aus einer Messung des Staudruckes p_0 und des statischen Umgebungsdruckes p_a . Mit der Bernoulli-Gleichung folgt:

$$v = \sqrt{\frac{2 \cdot (p_0 - p_a)}{\rho_g}} \quad (41)$$

mit: ρ_g = temperaturabhängige Dichte des Plasmas an der Meßspitze

Die Annahme von kleinen Machzahlen $Ma = v/v_s$ ist bei Plasmaflammen im Atmosphärendruck stets zutreffend, da die Schallgeschwindigkeit v_s gemäß

$$v_s \propto \sqrt{T} \quad (42)$$

mit steigender Temperatur zunimmt und die Schallgeschwindigkeit bei Raumtemperatur bereits hohe Werte aufweist. Typische Werte der Schallgeschwindigkeit für verschiedene Plasmagase zeigt Tabelle 4:

Adaptierte Diagnostikverfahren und Interpretation der Meßergebnisse

	Argon	Helium	Sauerstoff	Stickstoff
$v_s(T=10000\text{K})$ [m/s]	585	1844	598	716
$V_s(T=5000\text{K})$ [m/s]	1318	4078	1323	1583

Tabelle 4 : Schallgeschwindigkeit verschiedener Plasmagase für zwei Plasmatemperaturen [74]

Die Genauigkeit der Bestimmung der Enthalpie und damit auch der Temperatur, hängt entscheidend von der Empfindlichkeit der Sonde (Typ ENP-476) ab, d.h. dem Verhältnis des Wärmeeintrages durch das Meßgas zum Gesamtwärmeeintrag auf die Sonde. Aus diesem Grund wird die zu entnehmende Gasmenge möglichst hoch gewählt. Durch den Einsatz von Wärmeschutzschichten auf der Sondenoberfläche wird die Wärmezufuhr durch das umgebende Plasma zusätzlich reduziert. Auf der anderen Seite darf nicht mehr Gas angesaugt werden, als am Extraktionsort stationär nachgeliefert werden kann, d.h. die Geschwindigkeit des Meßgases muß der Geschwindigkeit des Plasmastrahles entsprechen.

5.4.2. Meßergebnisse

Beim Einsatz des Breitstrahl-Plasmabrenners werden üblicherweise Gemische aus Argon und einem Molekülgas verwendet. Durch die spezifischen Eigenschaften der Molekül-gase werden die Temperaturen im Plasma im Vergleich zu reinen Argonplasmen gesenkt (vgl. Kap. 3.5.). Dies ermöglicht einen Einsatz des Enthalpiesonden-Meßsystems bis dicht an die Austrittskante der Bogenbrennkammer.

Für typische Betriebsparameter sind in Abbildung 57 das Temperatur- und in Abbildung 58 das Geschwindigkeitsprofil in der Mittelebene des Plasmastrahls in einer Entfernung $d=5\text{mm}$ vom Düsenaustritt dargestellt. Die gemessene Gaszusammensetzung weicht zwischen 1 % und maximal 13 % von der vorgegebenen Plasmagaszusammensetzung ab, das heißt der Einfluß durch „entrainment“ ist relativ niedrig.

Die Maximalwerte der Temperatur belaufen sich auf etwa 2800 Kelvin. Es ist deutlich eine regelmäßige Struktur mit je einem Maximum und einem Minimum zu erkennen. Dabei sinken die Temperaturen auf bis zu 1800 Kelvin.

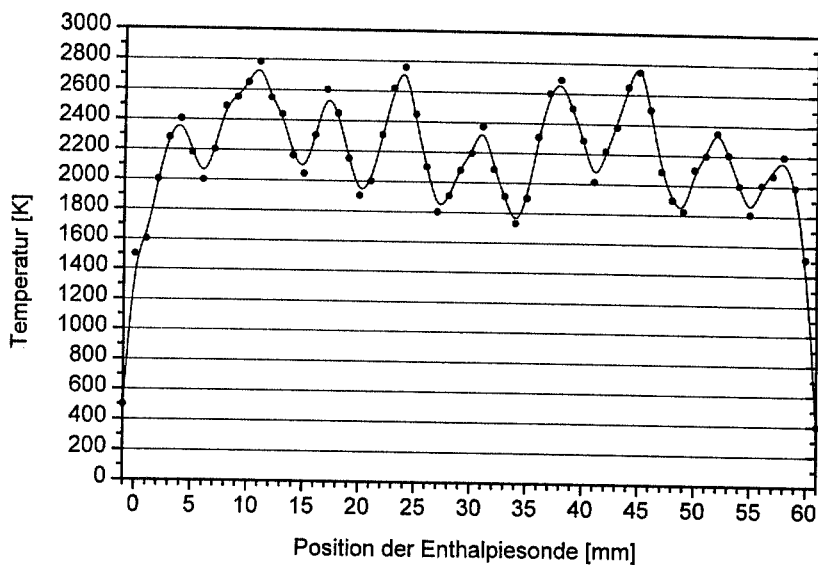


Abbildung 57: Temperaturprofil des Plasmastrahls, Parameter: Bogenstrom $I = 125$ A, Bogenspannung $U = 197$ V, Druck $p = 100$ kPa, Plasmagas $\phi_P = 8$ slpm Argon + 25 slpm Sauerstoff, Elektrodengas $\phi_A = \phi_C = 1.2$ slpm Argon, Bogenlänge $l = 85$ mm

Die Darstellung des Geschwindigkeitsprofils zeigt eine ähnlich periodische Struktur, wobei die Beträge der Geschwindigkeiten zwischen 25 m/s und 65 m/s variieren.

Der Grund für die inhomogene Form des Plasmastrahls ist in der Art der Plasmagaszufuhr zu suchen. Durch die Injektion des Plasmagases in individuellen, diskreten Öffnungen in jeder Kaskadenplatte, entstehen örtlich ausgeprägte Plasmastrahlen außerhalb der Düse. Jedes Maximum korrespondiert mit einem Gaszufuhrkanal. Diese Art der Plasmagaszufuhr kann bereits in der Kaltgasströmung nachgewiesen werden (siehe Abbildung 59). Da die Kaltgasstaudruckwerte wesentlich kleiner sind als die korrespondierenden Plasmawerte, muß ein empfindlicherer Sensor (Typ Sensortechnics HCXM010D6V) in Kombination mit einem veränderten Pitotrohr verwendet werden.

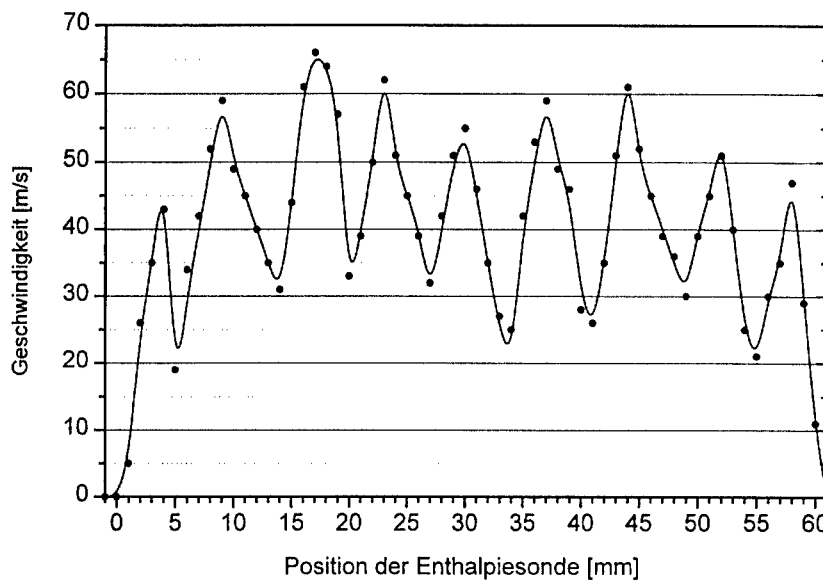


Abbildung 58: Geschwindigkeitsprofil des Plasmastrahls, Parameter: siehe Abbildung 57

Im Vergleich zu konventionellen Plasmabrennern sind die Temperatur- und Geschwindigkeitswerte reduziert. Dies liegt im wesentlichen an der lateralen Durchströmung des Lichtbogens und der damit verbundenen geringeren Aufheizdauer. Die Geschwindigkeitswerte des Breitstrahl-Plasmabrenners liegen jedoch oberhalb der Werte von Flammen oder Koronaentladungen ($v_{\text{Flamme}} = 4\text{-}5 \text{ m/s}$ [75]).

Durch die reduzierten Temperaturen können jedoch auch temperaturempfindliche Substrate wie beispielsweise Polyethylen ($T_{\text{max}} = 80 \text{ °C}$ [76]) behandelt werden.

Die Struktur des Plasmastrahls kann erst durch Modifikation der Gaszufuhr verbessert werden, indem eine kontinuierliche, homogene Injektion durch einen durchgehenden Gasverteiler erfolgt. Dieser Gasverteiler ist derzeit in Erprobung und soll mit einer neuen Version der Plasmaquelle Verwendung finden.

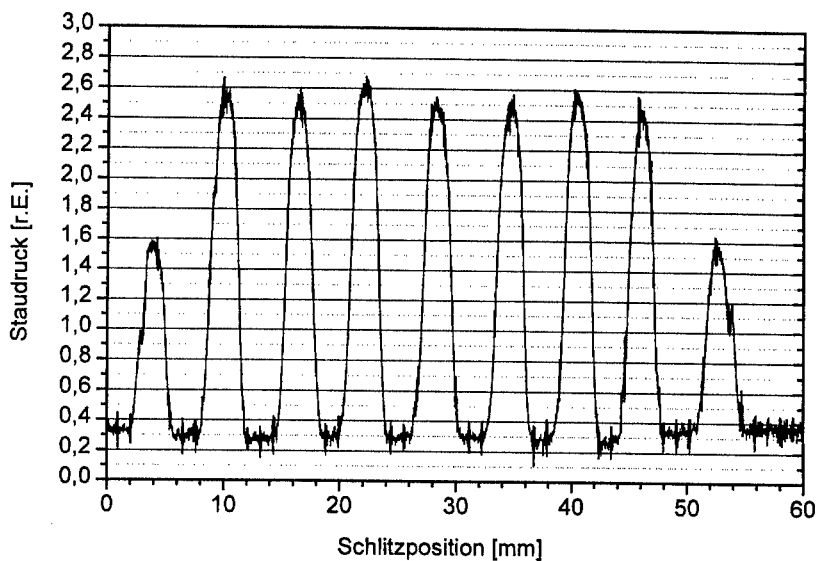


Abbildung 59: Kaltgasprofil mittels Staudruckmessung am Ort des Lichtbogens

5.5. Optische Methoden

Neben der kalorimetrischen Untersuchung des Plasmastrahls, liefern optische Diagnostiken wertvolle Informationen über die Homogenität und Stabilität der Plasmaquelle. Wenn auf eine spektrale Zerlegung der Strahlungsemission verzichtet wird, kann die Detektionsoptik vereinfacht werden. In diesem Fall genügt eine geeignete Abbildungsoptik und eine CCD-Kamera. Für die Analyse des Breitstrahl-Plasmabrenners werden zwei Diagnostikmethoden genutzt.

In der ersten Variante wird der Plasmastrahl senkrecht zur Strömungsrichtung betrachtet, d.h. es entsteht eine Aufnahme des gesamten Plasmafreistrahs. Eine Beschreibung der Anordnung und experimentelle Ergebnisse werden im Kapitel 5.5.1. gegeben. Die Möglichkeit der Formung des Plasmastrahls wird aufgezeigt.

Die zweite Variante erfaßt den Lichtbogen in Richtung der Gaszuführungen durch den offenen Schlitz der Brennkammer. Eine Übersicht des Aufbaus und eine Diskussion der Ergebnisse wird in Kapitel 5.5.2. aufgeführt.

5.5.1. Intensitätsprofil des Plasmafreistrahls

Die Bestimmung der Homogenität des Plasmafreistrahls des Breitstrahl-Plasmabrenners kann in einem ersten Ansatz durch Messung der integralen Lichtemission erfolgen.

Dieser Ansatz wird dadurch gerechtfertigt, daß Plasmen, von Resonanzlinien abgesehen, als optisch dünn betrachtet werden können [77] und das exakte Profil des Plasmas in Richtung der optischen Achse von untergeordneter Bedeutung hinsichtlich der Oberflächenbehandlung ist. Ortsaufgelöste Messungen mittels computertomographischer Methoden seien deshalb nicht berücksichtigt.

Abbildung 60 zeigt eine schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus.

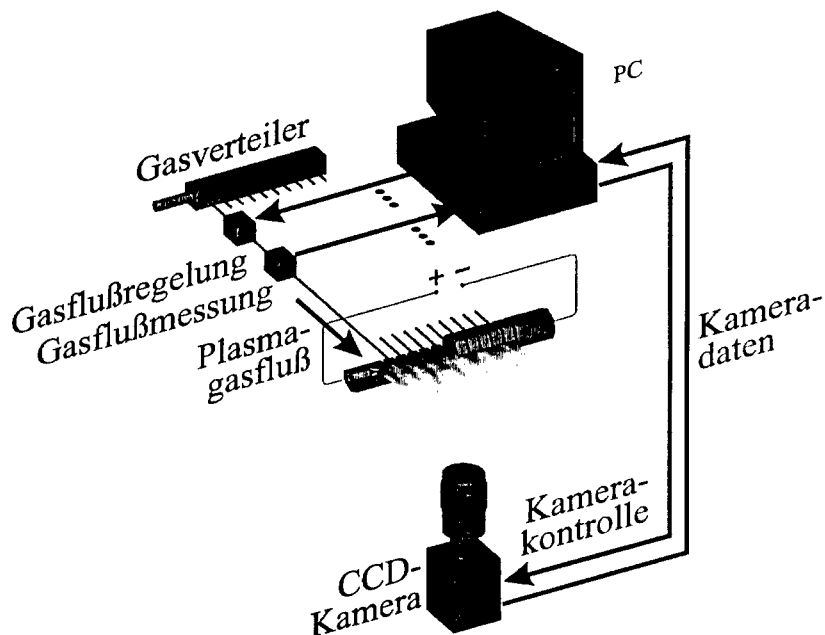


Abbildung 60: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus zur Messung des Intensitätsprofils des Plasmastrahls

Adaptierte Diagnostikverfahren und Interpretation der Meßergebnisse

Für die Bestimmung des Strahlprofils wird eine CCD-Kamera (Typ Leutron Vision LV 65-CE) mit einem einstellbaren Objektiv unterhalb der Plasmaflamme angeordnet. Um einen optimalen Kontrast und eine geeignete Abschwächung der Intensität zu gewährleisten, werden Farbfilter und Graufilter vor das Objektiv gesetzt. Die Farbfilter ermöglichen die Anpassung an die unterschiedlichen Flammenfärbungen bei den verschiedenen Plasmagasmischungen.

Die Kameradaten werden einem PC übermittelt, der eine Auswertung des Plasmastrahls vornimmt. Hierfür wird in einem ersten Schritt eine Falschfarbendarstellung der Bilddaten mit bis zu 8 Farbwerten vorgenommen. Anhand der Farbübergänge wird eine Kontrolllinie ermittelt, die die Austrittslänge des Plasmastrahls festlegt. Für typische Betriebsparameter sind in Abbildung 61 das Originalbild und die farbmodifizierte Aufnahme dargestellt.

Wenn die Austrittslänge des Plasmas von der Sollinie abweicht, kann mittels Regelventilen eine Änderung der diskreten Plasmagasflüsse vorgenommen werden. Eine zusätzliche Messung der individuellen Gasströme erlaubt eine mathematische Beschreibung des Regelvorganges, sodaß der PC selbständig die Plasmaflamme einstellen kann.

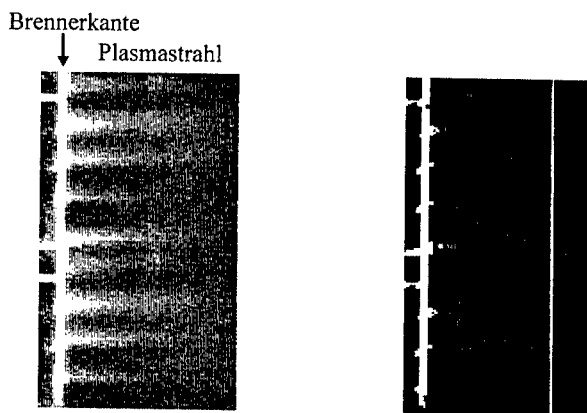


Abbildung 61: Messung der integralen Lichtemission (Links: Original, Rechts: „Falschfarbendarstellung“ mit verwendeter Kontrolllinie), Parameter: $I = 150 \text{ A}$, $p = 100 \text{ kPa}$, Plasmagas $\phi_P = 7 \text{ slpm Argon} + 33 \text{ slpm Sauerstoff}$, Elektrodengas 1.5 slpm Argon , Bogenlänge $l = 85 \text{ mm}$

Wie bereits bei der kalorimetrischen Messung gezeigt wurde (Kap. 5.4.2.), wird der Plasmafreistrahler durch die Art der Plasmagaszufuhr entscheidend beeinflusst.

Die diskrete Zufuhr durch Bohrungen in den Kaskadenplatten bewirkt, daß die Plasmaflamme ausgeprägte Maxima aufweist. Die Steuerung der Länge dieser individuellen Flammen gestattet es jedoch, die äußere Kontur des Freistrahls der Substratgeometrie anzupassen. Damit können auch nicht-planare Oberflächen adäquat behandelt werden.

5.5.2. Untersuchung der Durchströmung des Lichtbogens

Neben der Erfassung der Homogenität der Plasmaflamme, spielt die Durchströmung des Lichtbogens eine wichtige Rolle. Die Durchdringung der Lichtbogensäule ist aufgrund der dort herrschenden hohen Temperaturen für die Produktion von Radikalen und Ionen von entscheidender Bedeutung.

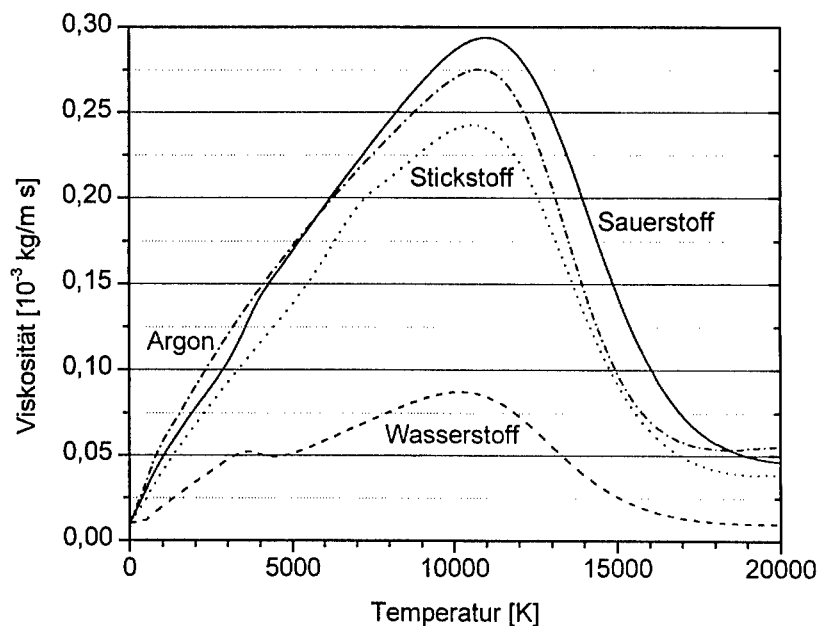


Abbildung 62: Temperaturabhängigkeit der Viskosität für verschiedene Plasmagase bei Atmosphärendruck

Adaptierte Diagnostikverfahren und Interpretation der Meßergebnisse

Das Durchströmen des stromführenden Teiles der Plasmasäule wird durch die Zunahme der Viskosität (vgl. Abbildung 62) bei typischen Werten der Kerntemperatur von über 10000 Kelvin behindert. Dies führt zu unterschiedlichen Strukturen des Lichtbogens, die im folgenden behandelt werden.

Die Lichtbogensäule wird mit der gleichen Detektionsoptik beobachtet, die für die Aufnahme des Plasmafreistrahls benutzt wurde. Die Blickrichtung der Kamera ist jedoch um 90° gedreht und zeigt in Richtung der Plasmagas-Austrittsöffnungen der Brennkammer.

Auch in diesem Fall wird ein integraler Wert der emittierten Strahlung detektiert. Aufgrund der starken Temperaturabhängigkeit des Emissionskoeffizienten (vgl. Abbildung 63), der optischen Transparenz des Plasmas im kontinuierlichen Spektrum sowie der Dynamik der Kamera von 8 Bit ($2^8 = 256$ Graustufen), wird aber nur der heiße Kern des Plasmas und damit der Lichtbogen wahrgenommen.

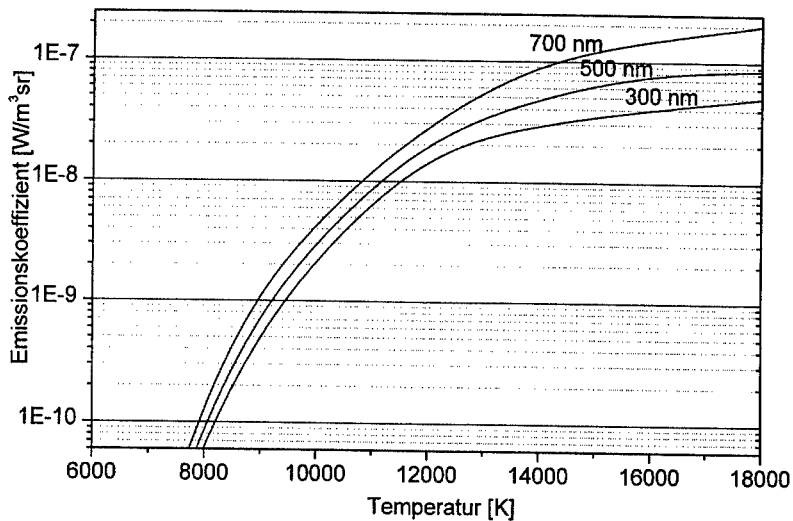


Abbildung 63: Temperaturabhängigkeit des Emissionskoeffizienten eines Stickstoffplasmas bei Atmosphärendruck [78]

Adaptierte Diagnostikverfahren und Interpretation der Meßergebnisse

Je nach Konzentration des Moleküllgases kommt es beim Breitstrahl-Plasmabrenner zu unterschiedlichen Strömungsverhältnissen. Bei Konzentrationswerten kleiner als 20 % wird der Lichtbogen vom Plasmagas einseitig umströmt, wie in Abbildung 64 deutlich zu erkennen ist.

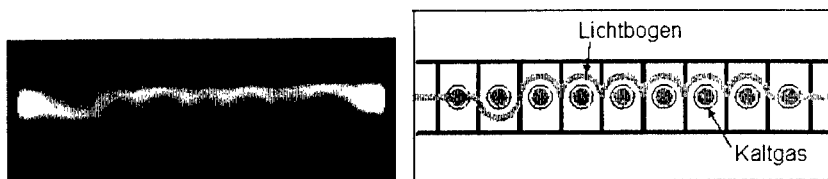


Abbildung 64: Einseitige Umströmung des Lichtbogens, Parameter: Bogenstrom $I = 110 \text{ A}$, Bogenspannung $U = 120 \text{ V}$, Plasmagas $\phi_P = 14 \text{ slpm Argon} + 3 \text{ slpm Sauerstoff}$, Elektrodengas $\phi_A = \phi_C = 1.5 \text{ slpm Argon}$

Im rechten Teil der Abbildung sind die Verhältnisse schematisch dargestellt. Da aus Symmetriegründen bei einer Umströmung des Lichtbogens oben bzw. unten gleichberechtigt sind, können Ausbeulungen des Lichtbogens entlang der Bogensäule nach unten auftreten, wenn das Gas oben vorbeiströmt und umgekehrt. Der Vollständigkeit halber sei auf die Randbereiche verwiesen, bei denen die Elektrodenplasmaströme eine Fixierung des Lichtbogens im Zentrum der Kammer bewirken.

Im Gegensatz zu kleiner Moleküllgaskonzentrationen, tritt bei höheren Werten des Moleküllgasanteils ein vollständiges Durchströmen des Lichtbogens auf. Diese Situation ist in Abbildung 65 dargestellt. Auch hier unterscheiden sich die Randbereiche vom Zentralbereich. Das Durchströmen kann auch als Aufspaltung des Lichtbogens in einen oberen und unteren Teillichtbogen aufgefaßt werden, was die dunklen Bildbereiche nahe legen.

Eine Erklärung der verschiedenen Strömungsverhältnisse basiert auf der temperaturabhängigen Viskosität. Wie bereits aus Kapitel 3.5. bekannt ist, stellt sich bei vorgegebener Enthalpie bei Moleküllgasen eine niedrigere Temperatur ein als bei Edelgasen. Die Reduktion der Temperatur bewirkt jedoch zwangsläufig eine Verringerung der Viskosität des Plasmas. Bei gesunkener Viskosität kann das Kaltgas der Plasmagaseintrittsöffnungen den Lichtbogen jedoch besser durchströmen als bei hoher Viskosität.

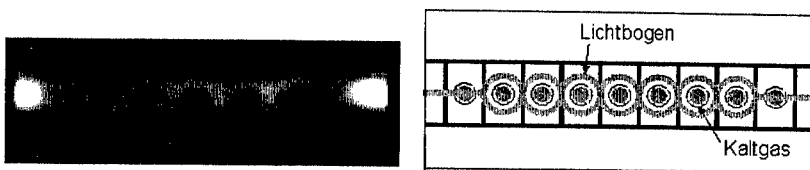


Abbildung 65: Vollständige Durchströmung des Lichtbogens, Parameter: Bogenstrom $I = 125 \text{ A}$, Bogenspannung $U = 127 \text{ V}$, Plasmagas $\phi_P = 13 \text{ slpm Argon} + 4 \text{ slpm Sauerstoff}$, Elektroden gas $\phi_A = \phi_C = 1.5 \text{ slpm Argon}$

Dieser Effekt kann bei höheren Werten der Stromstärke und damit höherer Temperatur der Plasmasäule bestätigt werden, da in diesem Fall das Durchströmen des Lichtbogens in ein Umströmen des Lichtbogens umschlägt. Erst bei hohen Plasmagasflüssen kann ein sicheres Durchströmen des Lichtbogens erzwungen werden.

Die dunklen oder „kalten“ Stellen in der Abbildung 65 weisen auf eine reduzierte Leistungsdichte der Plasmasäule an den Zufuhrstellen des Plasmagases hin. Damit sinkt jedoch die Dichte der Ionen und Radikale, die für plasmachemische Prozesse benötigt werden. In diesem Fall muß die Stromstärke der Bogenentladung gesteigert werden.

6. Zusammenfassung

Plasmagestützte Verfahren ermöglichen eine gezielte Herstellung von Oberfläche-Substrat-Kombinationen mit verbesserter Funktionalität und mit spezifischen Eigenschaften. Die Qualität der Oberflächenbehandlung und die Effizienz des Prozesses hängen von den Plasmaquellenparametern, wie auch den Plasmakennwerten ab.

Herkömmliche Plasmabrenner besitzen einen kreisförmigen Querschnitt der Plasmaflamme von wenigen Zentimetern Durchmesser. Für linear ausgedehnte Werkstücke von Breiten im Meterbereich werden deshalb bisher trotz ihrer physikalisch bedingten Einschränkungen nur Verbrennungsflammen oder Koronaentladungen eingesetzt.

Ziel der vorliegenden Arbeit war die Entwicklung eines innovativen Plasmagenerators mit neuem Funktionsprinzip, der einen breiten Plasmastrahl für die Behandlung großflächiger oder bandförmiger Substrate produziert.

Der neuartige Breitstrahl-Plasmabrenner ist durch eine Elektrodenanordnung charakterisiert, bei der sich Anode und Kathode in frei wählbaren Abstand gegenüberstehen. Der Zentralbereich der Plasmaquelle zwischen den Elektroden ist in eine Vielzahl elektrisch gegeneinander isolierter Kaskadenplatten unterteilt. Nach abgeschlossener Zündung mit der neuentwickelten Zündungsvariante CIPASS wird zwischen den Metallelektroden eine stromstarke DC-Bogenentladung aufrechterhalten. Das Plasmagas wird durch diskrete Öffnungen innerhalb der Kaskadenplatten senkrecht zur Bogenachse zugeführt. Beim Durchströmen des Lichtbogens wird das Gas in den Plasmazustand übergeführt und verläßt die Brennkammer durch einen ausgedehnten Schlitz als bandförmiger Plasmastrahl.

Um eine stationäre Bogenentladung mit definierter Lichtbogenlage zu erzielen, wird auf drei Seiten eine Wandstabilisation durch gekühlte Kupferplatten und auf der vierten Seite eine Magnetfeldstabilisation mittels Lorentzkraft angewendet. Die Lorentzkraft beruht auf dem Zusammenwirken des Bogenstromes mit einem Magnetfeld, das durch leistungsstarke Permanentmagnete auf der Basis von Lanthaniden lokal erzeugt wird.

Zusammenfassung

Die Stabilität der Entladung wurde durch adaptive elektrische und magnetische Messungen nachgewiesen.

Neben dem Plasmagas wird beim Breitstrahl-Plasmabrenner ein weiterer Gasstrom zum Schutz der Elektroden zugeführt. Das hierbei eingesetzte Inertgas Argon unterdrückt bereits in kleinen Mengen Hochtemperaturkorrosion an den Bogenansatzstellen, wodurch sich im Gegensatz zu konventionellen Plasmabrennern eine freie Wahl des Plasmagases ergibt. Diese freie Wahl der Plasmagase gestattet einerseits eine Einstellung der Temperatur der Plasmaflamme, die sich maßgeblich auf die Plasmaemission und die Plasmazusammensetzung auswirkt. Andererseits ermöglicht die Wahl des Plasmagases plasmaunterstützte chemische Prozesse, die in CVD-Applikationen breite Anwendung finden können.

Die Homogenität des austretenden Plasmastrahls ist für den großtechnischen Einsatz vieler Oberflächenbehandlungsmethoden von großer Wichtigkeit. Zur quantitativen Beurteilung der Flammgleichförmigkeit werden beim Breitstrahl-Plasmabrenner optische und kalorimetrische Diagnostiken eingesetzt. Dabei fußt die kalorimetrische Messung auf einem Enthalpiesonden-Meßsystem, welches mit einem schnell ansprechenden Massenspektrometer gekoppelt ist. Die optischen Untersuchungen des austretenden Plasmastrahls finden mit einer CCD-Kamera statt.

Beide Meßmethoden zeigen ausgeprägte Maxima im Temperatur- und Geschwindigkeitsprofil des Plasmastrahls, die aufgrund der diskreten Gaszufuhr hervorgerufen werden. Die Verbesserung dieses Strahlprofils wird zukünftig durch einen neukonzipierten Gasverteiler erfolgen, der eine kontinuierliche Anströmung der Lichtbogensäule gewährleistet.

Die Plasmaquellenparameter Stromstärke, Gasflußmenge und magnetische Flußdichte haben einen großen Einfluß auf die Ausbildung des austretenden Plasmastrahls. Durch die numerische Simulation der Temperatur- und Geschwindigkeitsfelder in der Lichtbogensäule können die physikalischen Vorgänge im Plasmastrahl analysiert werden.

Im Rahmen dieser Arbeit entstand ein Computermodell des Breitstrahl-Plasmabrenners, bei dem in der sogenannten Einflüssigkeits-Näherung die orts aufgelösten Plasmakennwerte Temperatur, Geschwindigkeit und Stromdichte berechnet wurden.

Zusammenfassung

Die Ergebnisse des Modells und experimentelle Daten zeigen eine gute Übereinstimmung. Außerdem können aus den ermittelten Strömungsmustern Konsequenzen für die Durchmischung des Plasmagases und der Durchströmung der Lichtbogensäule aufgezeigt werden.

Die neuartige Geometrie des Plasmastrahls und seine spezifischen Eigenschaften eröffnen zahlreiche neue Anwendungsfelder der Plasmatechnologie.

Hierzu zählt vor allem die Modifikation von Kunststoff- und Papieroberflächen hinsichtlich ihrer Benetzbarkeit, der Adhäsionseigenschaften und der Barrierewirkung.

Ein weiterer Einsatzbereich stellt die Entkeimung diverser Packstoffe für Lebensmittel dar. Die mikrobiziden Wirkungen des Plasmastrahls können für flächige Substrate genutzt werden. Im Gegensatz zu konventionellen naßchemischen Verfahren kann die Umweltverträglichkeit verbessert werden.

Erste Ergebnisse beim Einsatz von industriellen Prototypen zeigen, daß durch den Breitstrahl-Plasmabrenner mit seinem neuen Funktionsprinzip deutliche Verfahrensverbesserungen plasmagestützter Prozesse der Oberflächentechnologie erreicht werden.

7. Anhang

7.1. Verzeichnis der verwendeten Symbole

m_H [kg]	Masse des Wasserstoffatoms
m_e [kg]	Masse des Elektrons
Γ	Massenverhältnis von Atomen und Elektronen
E_{kin} [J]	kinetische Energie
Π	mittlerer relative Energieübertrag
v [m/s]	Geschwindigkeit
v_x [m/s]	Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung
v_y [m/s]	Geschwindigkeitskomponente in y-Richtung
c [m/s]	Vakuumlichtgeschwindigkeit
v_s [m/s]	Schallgeschwindigkeit
α	Ionisierungsgrad
k_B [J/K]	Boltzmannkonstante
μ_0 [H/m]	magnetische Feldkonstante
ϵ_0 [F/m]	Influenzkonstante
T_e [K]	Temperatur der Elektronen
T_h [K]	Temperatur der schweren Teilchen
ΔT [K]	Temperaturerhöhung
δ [m]	Skintiefe
l_{frei} [m]	freie Weglänge
l_{diff} [m]	Diffusionslänge
λ_D [m]	Debyelänge
x_{LB} [m]	Lichtbogenort
l [m]	Bogenlänge
d [m]	Abstand der Kaskadenplatten
D [m]	Abstand der Elektroden
K [m]	Plasmakanaldurchmesser
τ [s]	Stoßzeit
Δt [s]	Weiterschaltzeit IGBT

Anhang

τ [s]	Abschaltzeit IGBT
f_{Gr} [Hz]	Grenzfrequenz Hallsensor
ω_L [Hz]	Gyrofrequenz
f [Hz]	Frequenz
μ [1]	Permeabilitätszahl
P [W]	Leistung
f_L [N/m ²]	Lorentzkraftdichte
E [V/m]	elektrische Feldstärke
B [T], B_n [T]	magnetische Flußdichte, Normalkomponente
j [A/m ²]	Stromdichte
I [A]	Stromstärke
I_i [A]	Stromstärke über Kaskadenplatte K_i
K_i	Kaskadenplatte i
S_i	Schalter von Kaskadenplatte K_i
ϕ_K [slpm]	Kathodengasfluß,
ϕ_A [slpm]	Anodengasfluß
ϕ_P [slpm]	Plasmagasfluß
U [V]	Spannung
U_{CE} [V]	Kollektorspannung IGBT
U_G [V]	Gatespannung IGBT
U_A [V]	Anodenfall
U_K [V]	Kathodenfall
U_F [V]	Summe aus Anodenfall und Kathodenfall
U_d [V]	Potentialabfall entlang einer Kaskadenplatte
U_{Si} [V]	Hallsondensignal der Sonde i
R_V [Ω]	Vorwiderstand
h [J/kg]	spezifische Enthalpie
n [m ⁻³]	Teilchendichte
\dot{m}_W [kg/s]	Kühlwassermenge
\dot{m}_G [kg/s]	Gasmenge
$c_p, c_{p,W}$ [J/kg·K]	spezifische Wärmekapazität Kühlwasser
$c_{p,G}$ [J/kg·K]	spezifische Wärmekapazität Meßgas

Anhang

η_{th} [%]	thermischer Wirkungsgrad
K_B [V/T]	Sondenempfindlichkeit Hallsensor
Z [1]	Ionenladung
ρ_g [kg/m ³]	Massendichte
p [Pa]	Druck
p_0 [Pa]	Staudruckes
p_a [Pa]	statischer Umgebungsdruck
η [kg/m·s]	dynamische Viskosität
ϵ [W/m ³ ·sr]	Emissionskoeffizient
κ [W/m·K]	thermische Leitfähigkeit
$\Gamma_{\text{Diffusion}}$ [kg/m·s]	Diffusionskonstante
σ_e [A/V·m]	elektrische Leitfähigkeit

7.2. Gültigkeitsgrenzen des Einflüssigkeitsmodells

Notwendige Voraussetzung für die Anwendung des Einflüssigkeitsmodells ist einerseits die Einhaltung der Grenzen des Kontinuumsmodells und andererseits das Vorliegen von lokalem thermischen Gleichgewicht.

Nach Cap [8] müssen hierfür 8 Bedingungen erfüllt werden, die im folgenden skizziert werden. Sämtliche Abschätzungen setzen Atmosphärendruck $p = 100 \text{ kPa}$, eine Elektronenenergie $kT = 1 \text{ eV}$ (bzw. eine Elektronentemperatur $T = 11600 \text{ K}$), eine magnetische Flußdichte $B = 10 \text{ mT}$, eine typische Geschwindigkeit $v = 100 \text{ m/s}$ und als Bogengas Argon voraus.

Plasmaparameter:

Mit der Elektronendichte n und der Debyesche Abschirmlänge λ_D muß für den Plasmaparameter Γ gelten:

$$\Gamma = \frac{1}{n \cdot \lambda_D^3} \ll 1 \quad (43)$$

Das bedeutet, daß innerhalb eines Volumenbereichs mit den Kantenlängen λ_D ausreichend Elektronen vorhanden sind. Gemäß Pfender [7] beträgt die Elektronendichte bei einer typischen Temperatur $T = 11600 \text{ K}$:

$$n(T=11600\text{K}) = 5 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$$

Die von der Elektronendichte abhängige Größe λ_D errechnet sich damit zu:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \cdot k_B \cdot T}{e^2 \cdot n}} = 3 \cdot 10^8 \text{ m} \quad (44)$$

Somit ergibt sich für den Plasmaparameter $\Gamma \approx 0.54$.

Anhang

Isotropie:

Der Einfluß des Magnetfeldes wird über den Gyrationradius r_G beschrieben. Für isotrope Plasmen muß gelten:

$$\frac{\lambda_{\text{frei}}}{r_L} \ll 1 \quad (45)$$

Innerhalb eines Umlaufes auf dem Gyrationkreises finden ausreichend viele Stöße statt (stoßdominantes Plasma). Nach Pfender [7] ist die mittlere freie Weglänge λ_{frei} bei einer Temperatur $T = 11600 \text{ K}$:

$$\lambda_{\text{frei}} (T = 11600 \text{ K}) = 3 \cdot 10^{-6} \text{ m.}$$

Der Gyrationradius r_L errechnet sich zu:

$$r_L = 3.8 \cdot 10^{-4} \text{ m} \cdot \frac{\sqrt{T[\text{K}]}}{B[\text{G}]} = 4 \cdot 10^{-4} \text{ m} \quad (46)$$

Damit ist auch Isotropie gewährleistet.

Quasineutralität:

Für die Quasineutralität muß der Verschiebungsstrom $\epsilon_0 \cdot \frac{\partial E}{\partial t}$ kleiner als der Leitungsstrom j sein. Sei ω_0 eine charakteristische Frequenz für die Störung und σ_e die elektrische Leitfähigkeit (vgl. 7.3.4.), so beschreibt folgende Formel eine notwendige Voraussetzung für das elektrische Gleichgewicht:

$$\frac{\epsilon_0 \cdot \frac{\partial E}{\partial t}}{j} \approx \frac{\epsilon_0 \cdot \omega_0 \cdot E}{\sigma_e \cdot E} = \frac{\epsilon_0 \cdot \omega_0}{\sigma_e} \ll 1 \quad (47)$$

Für Störungen mit Frequenzen kleiner als 10^{14} Hz ist die Ungleichung erfüllt.

Anhang

Vernachlässigbare Konvektion:

Der Konvektionsstrom $\rho_e \cdot v$ (vgl. 7.3.1.) muß kleiner als der Leitungsstrom j sein. Unter Verwendung der Maxwellgleichung

$$\vec{\nabla} \bar{E} = \frac{\rho_e}{\epsilon_0} \quad \text{bzw.} \quad \frac{E}{l_{\text{frei}}} = \frac{\rho_e}{\epsilon_0} \quad (48)$$

wird zur Einhaltung der vernachlässigbaren Konvektion gefordert:

$$\frac{\rho_e \cdot v}{j} = \frac{\rho_e \cdot v}{\sigma_e \cdot E} = \frac{\epsilon_0 \cdot v}{\sigma_e \cdot l_{\text{frei}}} \ll 1 \quad (49)$$

Diese Ungleichung ist für alle auftretenden Geschwindigkeiten erfüllt.

Vernachlässigbares elektrisches Feld:

Der Einfluß des elektrischen Feldes muß kleiner als der Einfluß des magnetischen Feldes sein. Dabei wird der Einfluß des Magnetfeldes über die Lorentzkraft beschrieben. Es muß gelten:

$$\frac{\rho_e \cdot E}{j \times B} = \frac{\rho_e \cdot E}{\sigma_e \cdot B \cdot (E + v \cdot B)} \ll 1 \quad (50)$$

Mit einer typischen Feldstärke $E = 10 \text{ V/cm}$ kann im Klammerausdruck im Nenner der zweite Term vernachlässigt werden. Somit bleibt:

$$\frac{\rho_e \cdot E}{\sigma_e \cdot B \cdot E} = \frac{\epsilon_0 \cdot E}{l_{\text{frei}} \cdot \sigma_e \cdot B} = 10^{-4} \ll 1$$

Die magnetischen Kräfte sind gegenüber den elektrischen Feldern dominant.

Anhang

Vernachlässigbare Beschleunigung im elektrischen Feld:

Die Überschußenergie der Elektronen muß rasch thermalisiert werden. Hierfür gilt nach Mäcker [26]:

$$\frac{T_e - T_s}{T_e} = \frac{m_h}{4 \cdot m_e} \cdot \left(\frac{I_{\text{frei}} \cdot e \cdot E}{1.5 \cdot k_B \cdot T} \right)^2 \ll 1 \quad (51)$$

Mit $m_h = 6.7 \cdot 10^{-26}$ kg als Masse der schweren Teilchen und $m_e = 9.1 \cdot 10^{-31}$ kg als Masse der Elektronen ist die relative Temperaturerhöhung 7 %.

Vorliegen kleiner Gradienten:

Der Ionisationsgrad wird durch die Sahagleichung beschrieben. Das Vorliegen kleiner Gradienten stellt eine Gleichheit der Teilchendichten sicher. Gemäß Griem [79] ist vor allem die ambipolare Diffusion für Nichtgleichgewichtsphänomene verantwortlich. Der Wert der Diffusionslänge beträgt nach Palacin [55] $d = 1.5$ mm. Da die Bogensäule wesentlich größere Abmessungen besitzt ist auch diese Bedingung erfüllt. Lediglich am Rand der Plasmasäule und in der Nähe der Elektroden kann es zu Abweichungen kommen.

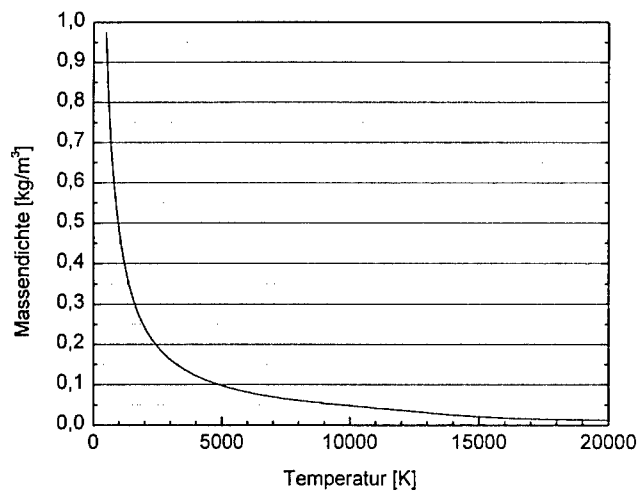
Vorliegen einer Mindestelektronendichte:

Durch eine Mindestdichte von Elektronen werden ausreichend Stöße sichergestellt. Die Mindestelektronendichte ist gemäß Nick [80] $n_{\text{min}} = 6 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$, was etwa der tatsächlichen Elektronendichte entspricht.

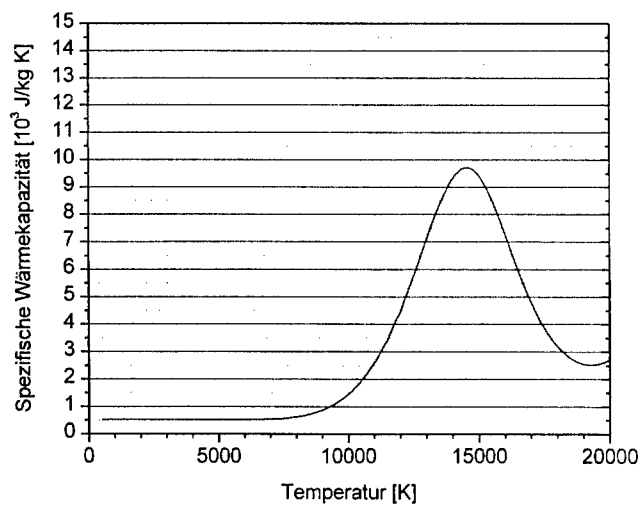
7.3. Verwendete Materialkoeffizienten

Für das mathematische Modell des Lichtbogens werden folgende, temperaturabhängige Materialkoeffizienten des Plasmagases Argon benötigt ($p = 100 \text{ kPa}$):

Massendichte:

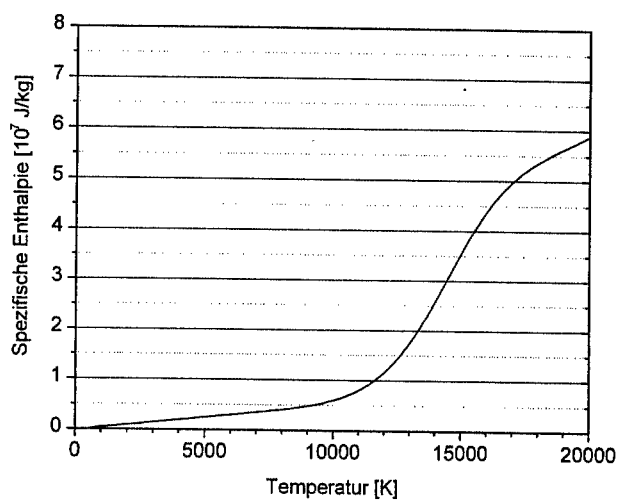


Spezifische Wärmekapazität:

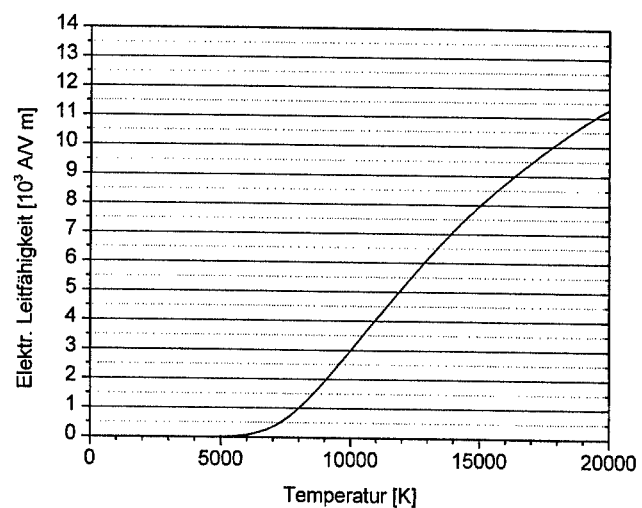


Anhang

Enthalpie:

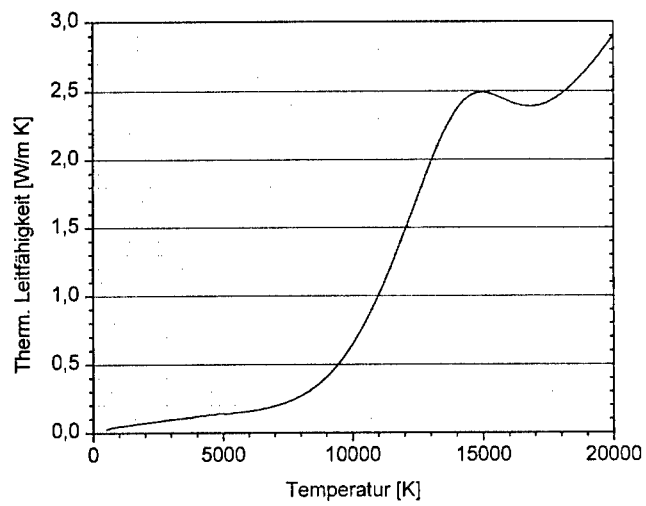


Elektrische Leitfähigkeit:

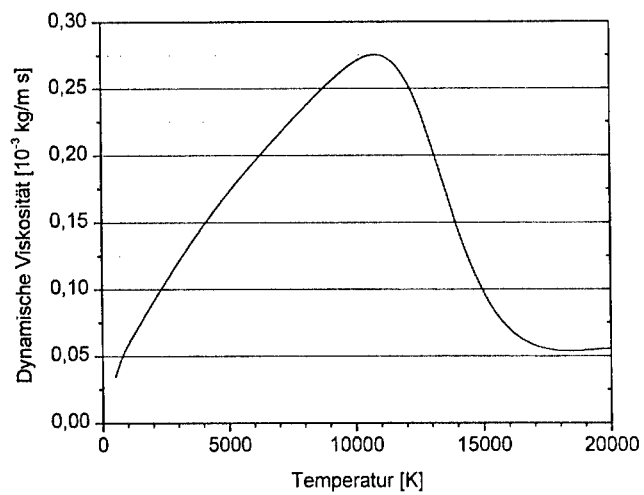


Anhang

Thermische Leitfähigkeit:

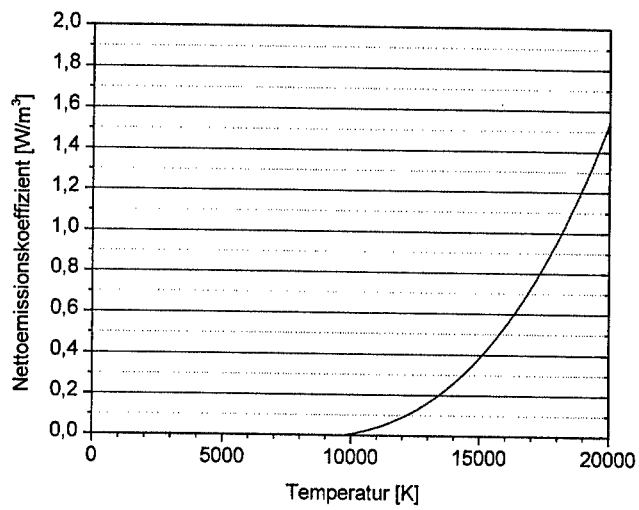


Dynamische Viskosität:



Anhang

Nettoemissionskoeffizient:



7.4. Literaturverzeichnis

- [1] R. Hug: A new take-back and recycling system for CFC's and their substitutes, Firmenveröffentlichung der Solvay Fluor und Derivate GmbH, Hannover (1997)
- [2] F. Kessler et al.: SiO_x-Plasmaabscheidung für flexible CIS-Dünnschichtsolarzellen, BFPT 9, Stuttgart (1999)
- [3] D. Hegemann: Plasmaabscheidung von Hartstoffschichten im System Si-B-C-N, BFPT 9, Stuttgart (1999)
- [4] L. Singheiser et al.: Thermal Barrier coatings for gas turbine applications – failure mechanisms and life prediction, Mat. of Adv. Power Eng., vol 2 (1998)
- [5] M. Kyi et al.: Assessment of the efficiency of a low temperature hydrogen peroxide gas plasma sterilization system, Journ. of Hospital Infection, 31 (1995)
- [6] H. Mönch: Light sources for video projection, XIII. International symposium on the science & technology of light sources, Greifswald (1998)
- [7] E. Pfender, M. Boulos, P. Fauchais: Thermal Plasmas Volume 1, Plenum Press, New York, (1994)
- [8] F. Cap: Einführung in die Plasmaphysik, Band I, Vieweg Verlag, Braunschweig, (1975)
- [9] A. Rutscher et. al.: Wissenspeicher Plasmatechnik, VEB Fachbuchverlag, Leipzig, (1983)
- [10] P. Heinrich: LINSPRAY - Das Verfahrensspektrum beim Thermischen Spritzen, herausgegeben von Linde AG, Werksgruppe Technische Gase (1998)
- [11] P. Mandoloni: ESSECI polarized flame treater: innovations and future in surface enhancement, 8th International Meeting on polarized flame treatment, Narni (1996)
- [12] G. Pietsch: Gas discharges in ozone generators, Proc. of Reg. Conf. of Ozone Generation and Appl., Moskau (1998)

Anhang

- [13] K. Gerstenberg: Prozesse bei Atmosphärendruck: Stand der Technik, Workshop Plasma-Polymerisation, VDI-Bildungswerk (1998)
- [14] G. Pietsch: Investigation and properties of the discharge in dielectric barrier reactors, Journal of Adv. Oxid. Technolog., Vol 1, No.1, p 61ff. (1996)
- [15] W. Nolting: Grundkurs theoretische Physik, Band 3 - Elektrodynamik, Verlag Zimmermann-Neufang, Ulmen (1990)
- [16] L. Bergmann, C. Schäfer: Lehrbuch der Experimentalphysik, Band II, 7. Auflage, Walter de Gruyter, Berlin (1987)
- [17] E. Bouchard: publication of TEKNA Plasma Systems, Sherbrooke, Canada (1997)
- [18] M. Boulos: The inductively coupled radio frequency plasma, High Temp. Material Processes, I (1997)
- [19] H. Sung-Spitzl: Homogene Mikrowellenplasmen für kontinuierlichen Durchlaufbetrieb, JOT 1998/5
- [20] G. Busz, W. Finkelnburg: Thermische Lichtbögen hoher Temperatur und niedriger Brennerspannung. Zeitschrift für Physik, Bd. 138 (1954)
- [21] O. Solonenko, M. Zhukov: Thermal plasma and new materials technology, vol 1 und 2, Cambridge Interscience Publishing, Cambridge (1995)
- [22] R. Hartmann et al.: Large – An Innovative Plasma torch producing a sheet-shaped plasma jet, Progress in plasma processing of materials, Begell House, New York (1999)
- [23] P. Haslbeck: Entwicklung eines Dreikathoden-Plasmaspritzbrenners unter Anwendung adaptierter plasmadiagnostischer Methoden, Dissertation UniBw München (1995)
- [24] K. Landes, J. Zierhut, R. Hartmann: Indirektes Plasmatron, European patent EP 0 851 720 A1 (1998)
- [25] M. Hoyaux: Arc Physics, Springer Verlag, New York, (1968)

Anhang

- [26] S. Flügge: Handbuch der Physik, Band XXII, Gasentladungen II, Springer Verlag, Berlin (1956)
- [27] K. Schroeter: Katalogpublikation Nr. 9, Firma IBS Magnet, Berlin (1999)
- [28] N. Sebold: Experimentelle Bestimmung des Temperatur- und Strömungsfeldes im stationären, quer angeströmten N₂-Bogen, Dissertation TU München (1977)
- [29] D. Andernach: Theoretische und experimentelle Untersuchungen an einem wand- und magnetfeldstabilisierten Lichtbogen in N₂, Dissertation TU München (1981)
- [30] M. Lang: Weiterentwicklung und Erprobung einer Lichtbogenkammer mit Schlitzdüse, Diplomarbeit Universität Stuttgart (1978)
- [31] M. Lang: Plasma Flux Spraying Method of treating the surface of a substrate, for example, and apparatus for implementing the method, US patent Nr. 5.239.161 (1993)
- [32] K. Kingdon: The arc cathode spot and its relation to the diffusion of ions within the cathode, Journ. of Applied Physics 36 (1965)
- [33] Firma Haldenwanger: Publikation „Alsint 99.7 - Konstruieren mit Oxidkeramik“, Berlin (1997)
- [34] Elektroschmelzwerk Kempten: Publikation „Materialeigenschaften von Bornitrid-Sinterkörpern“ (1995)
- [35] Firma GKN: Publikation „Hochporöse rostfreie Sinterwerkstoffe SINT AF 40“, (1999)
- [36] H. Heß: Der elektrische Durchschlag in Gasen, Vieweg-Verlag, Braunschweig (1976)
- [37] G. Ecker: Electrode components of the arc discharge, Ergebnisse der exakt. Naturwiss. 33, vol 1(1961)
- [38] L. Loeb: Electrical Breakdown of gases with steady or direct current impulse potentials, Hdb. der Physik 22, Springer Verlag, Berlin (1956)
- [39] P. Muntwyler: Entwicklung eines Zündgerätes für den Plasmaspritzbrenner Triplex, Publikation der Firma Sulzer Metco, Wohlen (1992)

Anhang

- [40] S. Steinberger, H. Maecker: Weiterentwicklung der Kaskadenbogenkammer für hohe Leistungen, Zeitschrift für angew. Physik, Band 23/6 (1967)
- [41] G. Boldt, K.-H. Stephan: Ein Zündgerät für Kaskadenlichtbögen, Zeitschr. für angew. Physik, 22 (1967)
- [42] R. Hartmann, G. Kraut, K. Landes: CIPASS – An ignition method for the innovative plasma torch “LARGE”, accepted for publication in The EPJ Applied Physics, 2000
- [43] N. Grubisic: Steuerelektronik zur Zündung eines kaskadierten Atmosphärendruck-Lichtbogens, Diplomarbeit UniBw München (1997)
- [44] E. Hantzsche: The thermo-field emission of electrons in arc discharges, Contrib. Plasma Physics 4 (1982)
- [45] E. Hantzsche: The arc cathode regime: an approach from basic laws, Contrib. Plasma Physics 27 (1987)
- [46] K. Kirner: Zu den Vorgängen an Kathoden, insbesondere an Plasmabrennerkathoden, Schweißen und Schneiden 45 (1993), DVS Verlag, Düsseldorf
- [47] O. Prause: Der Einfluß von elektronenemissions-fördernden Dotierungen auf Herstellung und Anwendung von Wolframelektroden, VDI-Reihe 5 470 (1997)
- [48] J. Takesuye: S. Deuty, *Introduction to Insulated Gate Bipolar Transistors*, Motorola Semiconductor Application Note AN1541/D (1995)
- [49] Infineon Technologies: Datenblatt BUP314
- [50] H. Maecker: Plasmaströmungen in Lichtbögen infolge eigenmagnetischer Kompression, Z. Physik. 141 (1955)
- [51] M. Hitchman, K. Jensen: Chemical Vapor Deposition, Academic Press Limited, London (1993)
- [52] L.C. Woods: Principles of magnetoplasma dynamics, Clarendon Press, Oxford (1987)
- [53] Hughes, Young: The electrodynamics of fluids, Wiley, New York (1966)

Anhang

- [54] K. Sauter: Das Temperatur- und Strömungsfeld in einem wandstabilisierten, magnetisch abgelenkten Bogen, Zeitschrift f. Naturforschung 24a, (1969)
- [55] H.P. Schmidt: Experimentelle und theoretische Untersuchung des hyperbaren Schweißlichtbogens, Dissertation TU München (1993)
- [56] Lowke et. al.: Journal of Applied Physics D, 25 (1992)
- [57] R. Hartmann: Wand- und magnetfeldstabilisierter Langlichtbogen mit bandförmigem Plasmastrahl, Diplomarbeit UniBw München (1995)
- [58] S.V. Patankar: Numerical heat transfer and fluid flow, Mc Graw Hill, New York (1980)
- [59] I. Bronstein, K. Semendjajew: Taschenbuch der Mathematik, 24. Auflage, Verlag Harri Deutsch, Thun und Frankfurt/Main (1989)
- [60] Engeln-Müller, Reutter: Formelsammlung zur numerischen Mathematik mit C-Programmen, BI-Wissenschaftsverlag (1990)
- [61] C. Fletcher: Computational techniques for fluid dynamics, vol. 2, Springer Verlag, Berlin (1988)
- [62] D. Peaceman, H. Rachford: The numerical solution of parabolic and elliptical differential equations, Journ. Soc. Ind. Apl. Math., vol. 3 (1955)
- [63] H. Stone: Iterative solution of implicit approximations of multi-dimensional partial differential equations, SIAM Journ. Num. Anal., vol. 5 (1968)
- [64] H. Maecker: Principles of arc motion and displacement, Proceedings of the IEEE, Vol 59, No. 4 (1971)
- [65] G. Seeger: Zur Theorie der Strömung im wandstabilisierten Bogen mit Quermagnetfeld, Zeitschrift für Angewandte Physik, 29 (1970)
- [66] G.R. Jordan, L.A. King: The nature of fluctuations present in d.c. plasma jets in argon and nitrogen, Brit. J. Appl. Phys., (16) 1965

Anhang

- [67] A. Reusch: Die Entwicklung eines Laser-Doppler-Meßsystems und seine Anwendung bei Verfahren des thermischen Beschichtens, Dissertation UniBw München (1995)
- [68] R. H. Huddleston, St. L. Leonard: Plasma diagnostics, Academic Press, New York (1964)
- [69] R. Hartmann: interne Kommunikation, (1997)
- [70] J. Badie et al.: Influence of the arc voltage on the acoustic behaviour of an argon plasma torch, Progress in plasma processing of materials, Begell House, New York (1999)
- [71] K. Landes: Plasmaspritzgerät zum Versprühen von festem, pulverförmigem oder gasförmigem Material, Deutsche Patentschrift DE 41 05 407 C 2 (1993)
- [72] E. Pfender, W. Chen: A new look at the thermal and gas dynamic characteristics of a plasma jet, Proc. of the 3rd Nat. Thermal Spray Conf., Long Beach, USA (1990)
- [73] W. Swank, J. Fincke, D. Haggard: Modular enthalpy probe and gas analyzer for thermal plasma measurements, Rev. Sci. Instr., vol.64/1 (1993)
- [74] H. Kuchling: Taschenbuch der Physik, 4. Aufl., Verlag Harri Deutsch, Frankfurt (1982)
- [75] D. Ferrari: The development of the flame treatment process on substrates, 8th international meeting on polarized flame treatment, Narni (1996)
- [76] W. Sahlberg: Industriehandbuch, Firmenpublikation (1999)
- [77] J. Kopainsky: Der Energietransport durch Wärmeleitung und Strahlung im Ar-Hochdruckbogen, Dissertation TU München (1971)
- [78] S. Bayard: „Contribution au calcul des fonctions de partition des plasmas azotesilicium-aluminium et détermination des températures à partir du fond continu de l'azote“, Thèse de doctorat de 3e cycle, University of Limoges, France (1974)
- [79] H. Griem: Validity of local thermal equilibrium in plasma spectroscopy, Physical Review 131 (1963)
- [80] K. Nick et al.: Non-LTE diagnostic of an argon plasma, JQRST, vol 3 (1963)